

POUR COMPTER RENDU
PRIX 12^{fr}



ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES ET INDUSTRIELLES

488

SYSTÈMES DE RÉFÉRENCE
ET MOUVEMENTS

CURRENT SCIENCE
RECEIVED.

(Physique relativiste)

PAR

11.7.37.

Augustin SESMAT

Professeur d'Histoire et de Critique des Sciences
à l'Institut Catholique de Paris

III

LES SYSTÈMES PRIVILÉGIÉS
DE LA THÉORIE RESTREINTE



PARIS

HERMANN & C^e. ÉDITEURS

6, Rue de la Sorbonne, 6

1937





ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES ET INDUSTRIELLES

PUBLIÉES SOUS LA DIRECTION DE MM.

René AUDUBERT

Directeur de Laboratoire à l'Ecole
des Hautes Etudes

ÉLECTROCHIMIE THÉORIQUE

J.-P. BECQUEREL

Professeur au Muséum d'Histoire Naturelle

OPTIQUE ET MAGNÉTISME

AUX TRÈS BASSES TEMPÉRATURES

G. BERTRAND

Membre de l'Institut
Professeur à l'Institut Pasteur

CHIMIE BIOLOGIQUE

L. BLARINGHEM

Membre de l'Institut
Professeur à la Sorbonne

BIOLOGIE VÉGÉTALE

Georges BOHN

Professeur à la Faculté des Sciences

ZOOLOGIE EXPÉRIMENTALE

J. BORDET

Prix Nobel

Directeur de l'Institut Pasteur de Bruxelles

MICROBIOLOGIE

J. BOSLER

Directeur de l'Observatoire de Marseille

ASTROPHYSIQUE

Léon BRILLOUIN

Professeur au Collège de France

THÉORIE DES QUANTA

Louis de BROGLIE

Membre de l'Institut
Professeur à la Sorbonne
Prix Nobel de Physique

I. PHYSIQUE THÉORIQUE

II. PHILOSOPHIE DES SCIENCES

Maurice de BROGLIE

De l'Académie Française
et de l'Académie des Sciences

PHYSIQUE ATOMIQUE EXPÉRIMENTALE

D. CABRERA

Directeur de l'Institut de Physique et Chimie
de Madrid

EXPOSÉS SUR LA THÉORIE DE LA MATIÈRE

E. CARTAN

Membre de l'Institut
Professeur à la Sorbonne

GÉOMÉTRIE

M. CAULLERY

Membre de l'Académie des Sciences
Professeur à la Faculté des Sciences

BIOLOGIE GÉNÉRALE

L. CAYEUX

Membre de l'Institut
Professeur au Collège de France

GÉOLOGIE

A. COTTON

Membre de l'Institut
Professeur à la Sorbonne

MAGNÉTO-OPTIQUE

Mme Pierre CURIE

Professeur à la Sorbonne
Prix Nobel de Physique
Prix Nobel de Chimie

RADIOACTIVITÉ ET PHYSIQUE NUCLÉAIRE

Véra DANTCHAKOFF

Ancien Professeur à l'Université Columbia
(New-York)

Organisateur de l'Institut
de Morphogénèse Expérimentale
(Moscou Ostankino)

LA CELLULE GERMINALE DANS L'ONTOGÉNÈSE ET L'ÉVOLUTION

E. DARMOIS

Professeur à la Sorbonne

CHIMIE-PHYSIQUE

K. K. DARROW

Bell Telephone Laboratories

CONDUCTIBILITÉS DANS LES GAZ

Arnaud DENJOY

Professeur à la Sorbonne

THÉORIE DES FONCTIONS DE VARIABLE RÉELLE

J. DUESBERG

Recteur de l'Université de Liège

BIOLOGIE GÉNÉRALE EN RAPPORT AVEC LA CYTOLOGIE

CATALOGUE SPÉCIAL SUR DEMANDE

B. S. Mhawar

ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES ET INDUSTRIELLES

488

SYSTÈMES DE RÉFÉRENCE
ET MOUVEMENTS

(Physique relativiste)

PAR

Augustin SESMAT

Professeur d'Histoire et de Critique des Sciences
à l'Institut Catholique de Paris

III

LES SYSTÈMES PRIVILÉGIÉS
DE LA THÉORIE RESTREINTE



PARIS

HERMANN & C^{ie}, ÉDITEURS
6, Rue de la Sorbonne, 6

—
1937

DU MÊME AUTEUR :

(LIBRAIRIE HERMANN)

I. — SYSTÈMES DE RÉFÉRENCE ET MOUVEMENTS
(*Physique classique*)

- I. — Le problème des mouvements réels.
- II. — L'Ancienne astronomie, d'Eudoxe à Descartes.
- III. — Mécanique newtonienne et gravitation.
- IV. — Le système absolu de la mécanique.
- V. — L'optique des corps au repos.
- VI. — L'optique des corps en mouvement.
- VII. — L'esprit de la science classique.

II. — SYSTÈMES DE RÉFÉRENCE ET MOUVEMENTS
(*Physique relativiste*)

- I. — Genèse des théories de la relativité.
- II. — Principes de la théorie restreinte.
- III. — Les systèmes privilégiés de la théorie restreinte.
- IV. — Principes de la théorie générale.
- V. — Théorie relativiste de la gravitation.
- VI. — Les systèmes privilégiés de la théorie générale.
- VII. — Essai critique sur la doctrine relativiste.

Tous droits de traduction, de reproduction et d'adaptation
réservés pour tous pays.

COPYRIGHT 1937 BY LIBRAIRIE SCIENTIFIQUE HERMANN ET C^{ie},
PARIS.



CHAPITRE II

LES SYSTÈMES PRIVILÉGIÉS DE LA THÉORIE RESTREINTE

ARTICLE VI

PRIVILÈGE DU SYSTÈME PROPRE POUR LA MESURE DES GRANDEURS

42. Deux sortes de grandeurs physiques : grandeurs intrinsèques et grandeurs relationnelles.

POUR nous aider à comprendre la façon dont certaines grandeurs qui pour les classiques étaient absolues sont relatives pour Einstein, nous allons établir certaines distinctions qui s'imposent aussi bien du point de vue classique que du point de vue relativiste.

Parmi les grandeurs physiques il en est qu'on peut appeler *intrinsèques* : elles sont attribuables aux êtres physiques considérés isolément, car elles ne sont rien d'autre que certaines *déterminations* quantitatives de ces êtres, par exemple la masse d'une particule, le volume d'un solide. Il en est d'autres qu'on peut appeler *relationnelles* : celles-ci ne sont déterminées qu'autant que l'on compare sous quelque rapport deux êtres physiques différents, car elles ne sont autre chose que des *relations* d'ordre quantitatif ; par exemple la position d'un point par rapport à des axes, la vitesse d'un mobile par rapport à un système de référence.

Du reste parmi ces grandeurs relationnelles il en est qui concernent uniquement tel ou tel couple de termes fixés une fois pour toutes, comme l'intervalle de deux instants, la distance de deux points, la vitesse relative de deux mobiles : elles sont inséparables des termes du couple ; pour les désigner commodément on pourrait les appeler grandeurs relationnelles *à termes invariants*, les autres étant des grandeurs relationnelles relatives.

Les trois sortes de grandeurs peuvent être mesurées, par comparaison avec des unités appropriées, et leurs mesures sont essentiellement relatives au choix de ces unités. Mais avant d'être mesurées il faut bien qu'elles soient données de quelque façon : et c'est déjà de ce point de vue antérieur à la mesure qu'on peut les distinguer comme nous venons de le faire.

Pour les classiques, indépendamment de toute question de mesure, les grandeurs intrinsèques sont données d'une façon absolue en même temps que les êtres physiques auxquels elles appartiennent ; les grandeurs relationnelles relatives ne sont déterminées qu'en fonction des termes de comparaison ; enfin les grandeurs relationnelles à termes invariants sont données en même temps que les couples de termes qu'elles caractérisent ; aussi les thèses classiques sur la relativité ou la non-relativité des grandeurs peuvent-elles se déduire aisément des définitions qui précèdent.

Du moment que l'on considère les grandeurs intrinsèques comme des déterminations des êtres physiques eux-mêmes — le volume par exemple mesurant l'étendue d'un corps et la masse mesurant sa quantité de matière — on doit affirmer l'*invariance* de ces grandeurs, entendant par là non pas leur constance au cours du temps, mais leur identité à un même instant pour tous les observateurs qui les considèrent, et l'identité de leurs mesures pour tous les observateurs qui les évaluent en les comparant correctement à des unités identiques. De fait pour les classiques, le volume et la masse d'un corps sont des grandeurs invariantes, indépendantes en particulier du mouvement de l'observateur.

Au contraire les grandeurs relationnelles relatives sont essentiellement dépendantes du terme de comparaison, ou du repère, car entre un même terme comparé et plusieurs termes de comparaison il y a nécessairement plusieurs relations. C'est pourquoi, toujours pour les classiques, un même mobile par

exemple, au même instant, a autant de vitesses qu'il existe de systèmes de référence auxquels on rapporte son mouvement ; autrement dit la vitesse d'un mobile est relative à l'état de repos ou de mouvement de l'observateur.

Il importe ici de préciser le genre de diversité des repères qui pour les classiques entraîne une diversité des grandeurs relationnelles : les repères doivent différer sous le rapport constitutif de la grandeur relationnelle elle-même ; différer de date s'il s'agit d'instants-origines, de position ou d'orientation s'il s'agit d'axes de coordonnées ; de vitesse s'il s'agit de systèmes de référence. Une diversité sous un autre rapport laisserait inchangée la grandeur relationnelle : ainsi relativement à deux événements-origines qui ne se passent pas au même point, mais qui sont contemporains, la date d'un autre événement quelconque sera la même, la diversité des positions ne modifiant en rien les relations temporelles. Toutefois, la relation utilisée pour définir une grandeur relationnelle d'une espèce donnée peut être impliquée dans une autre plus riche par laquelle différeront deux termes de comparaison : alors il y aura bien diversité des grandeurs relationnelles correspondantes ; mais cette diversité reflétera exactement la diversité que présente dans la relation plus riche la relation utilisée. Supposons que nous rapportions les positions d'un même point à deux systèmes de référence S et S' ; dans le mouvement relatif de ces deux systèmes se trouve impliquée une diversité de position de leurs origines, et elle s'y présente comme variable avec le temps : les abscisses d'un même point rapporté aux deux origines auront entre elles une différence variable aussi avec le temps, et de la même manière : $x' = x - vt$.

En définitive, *la diversité classique des grandeurs relationnelles intéressant un même terme comparé n'est jamais que la contre-partie d'une diversité correspondante dans les termes de comparaison*. Il existe toujours une différence sous un rapport donné entre deux repères : il existera une différence égale entre les deux grandeurs relationnelles correspondantes. La différence des vitesses d'un même mobile par rapport à deux systèmes S et S' , par exemple, n'est autre que la vitesse relative de ces deux systèmes ; ou, ce qui revient au même, la différence de leurs vitesses par rapport à un troisième système de référence.

Quant aux grandeurs relationnelles à termes invariants, il

paraît naturel de leur attribuer *a priori* la même invariance qu'aux grandeurs intrinsèques si on les considère comme des grandeurs caractéristiques des couples de termes qu'elles affectent. Mais on peut aussi les considérer comme des différences, à savoir les différences entre les grandeurs relationnelles attribuables séparément aux deux termes du couple quand on les compare à un *même* repère, et c'est alors que se pose en termes précis la question de leur invariance. Or on se voit obligé de conclure qu'elles sont indépendantes du repère choisi dès qu'on admet que la diversité des grandeurs relationnelles attribuables à un même terme ne fait jamais que refléter la diversité des termes de comparaison.

Soit par exemple la distance de deux points P_1 et P_2 : considérons-la comme la différence des distances de ces deux points à une même origine, o , située sur la droite P_1P_2 ; si x_1 et x_2 sont leurs abscisses par rapport à cette origine, leur distance d est égale à $x_2 - x_1$. Rapportons les deux points à une autre origine o' , située sur le même axe, mais qui soit à une distance $-X$ de o , et calculons leur distance considérée maintenant comme la différence de leurs nouvelles abscisses : nous devons écrire $d' = x'_2 - x'_1$. Mais $x'_1 = x_1 + X$ et $x'_2 = x_2 + X$, si bien que

$$d' = x_2 - x_1 = d.$$

La distance est demeurée la même : pourquoi ? Parce que la différence des abscisses étant purement et simplement la contre-partie de celle des origines, il y a entre les deux abscisses de P_2 et les deux abscisses de P_1 une *même différence* qui disparaît nécessairement dans le calcul de la différence des abscisses elles-mêmes, à quoi est égale la distance. C'est ainsi que les distances sont pour les classiques des grandeurs invariantes ; il en est de même, et pour la même raison, des intervalles de temps et des vitesses relatives.

Maintenant, ne faut-il pas qu'on effectue des mesures pour s'apercevoir que les grandeurs intrinsèques et les grandeurs relationnelles à termes invariants sont absolues, tandis que les autres grandeurs relationnelles sont relatives ? Pour qu'on s'en aperçoive, oui ; mais pas pour que cela soit. Nos mesures, en effet, ne sauraient créer les relations qu'elles révèlent entre les grandeurs physiques : elles ne peuvent que les évaluer conformément à ce qu'elles sont ;

autrement on ne saurait expliquer pourquoi elles donnent tels résultats plutôt que tels autres.

En d'autres termes, les relations entre les grandeurs sont des données aussi objectives que ces grandeurs elles-mêmes ou que leurs termes. Pour les classiques les mesures des grandeurs intrinsèques ont pour fondement l'existence des objets physiques qu'elles affectent ; les mesures des grandeurs relationnelles à termes invariants reposent sur l'existence et sur les relations des couples de termes intéressés. Quant aux mesures des grandeurs relationnelles relatives, si elles sont radicalement relatives, elles ne presupposent rien d'autre que l'existence du terme comparé et des termes de comparaison, et de leurs rapports. Mais il peut se faire que, parmi les grandeurs relatives diverses attribuables à un même terme, l'une présente un caractère *privilégié* ; dans ce cas on peut préciser davantage les données objectives sur quoi reposent tout le groupe des grandeurs relatives considérées, la grandeur privilégiée comprise.

Comme ce point est particulièrement important pour la question que nous voulons traiter, nous allons nous y arrêter en montrant comment, du point de vue classique, il se rencontre parmi les vitesses d'un même mobile, qui sont pourtant choses essentiellement relatives, une vitesse privilégiée. Nous verrons ensuite comment cette notion de grandeur relative privilégiée se retrouve dans la physique relativiste.

43. Relativité des vitesses classiques et privilège des systèmes entraîneurs : caractère privilégié des vitesses propres. — Pour les classiques, donc, les vitesses sont des grandeurs relatives : un même mobile, au même instant, a des vitesses différentes suivant le système de référence adopté. Du point de vue de la description immédiate et fragmentaire, cette diversité des vitesses relatives d'un même mobile, qui ne fait que refléter les vitesses relatives des divers systèmes de référence, est à prendre telle quelle, sans qu'on puisse attribuer à aucune de ces vitesses une supériorité quelconque ; chacune est objective pour un observateur donné, et toutes le sont au même titre pour les observateurs correspondants.

Mais si l'on se préoccupe de l'ensemble des mouvements des corps réels pour les ordonner le mieux possible, et surtout si

l'on cherche à expliquer ces mouvements, on est conduit, en dépit de la relativité des vitesses brutes, à privilégier certains systèmes de référence — ou certains observateurs — et à accorder une supériorité aux vitesses correspondantes.

Du seul point de vue cinématique l'adoption d'un système de référence lié aux étoiles fixes, au lieu d'un système lié à la Terre, permit à Copernic, puis à Képler, de simplifier considérablement la description d'ensemble des mouvements des astres : il est plus simple, en effet, de voir dans le mouvement diurne des planètes, du soleil et des étoiles, et dans certaines complications du mouvement des planètes par rapport à la Terre, des conséquences de la rotation et de la translation de la Terre elle-même que d'y voir des mouvements primitifs. Mais adopter un système qu'on regarde comme fixe, un système en ce sens absolu, c'est privilégier les vitesses dont les corps sont animés par rapport à lui ; c'est se donner le droit d'affirmer que les mobiles n'apparaîtraient avec leur vraie vitesse qu'à un observateur du système absolu, soit qu'ils aient simplement dans ce système un mouvement propre — par exemple les planètes, pour Copernic, — soit que en plus de leur mouvement propre ils y éprouvent un mouvement d'entraînement, simple ou complexe — par exemple, pour Copernic, la Lune dont l'orbite est entraînée par la Terre, ou un homme qui se déplace sur un bateau en marche, et qui est entraîné par ce bateau, lequel est à son tour entraîné par la Terre. Du reste, quand il existe une vitesse d'entraînement, la vitesse absolue totale n'est pas seule privilégiée : les vitesses propres le sont aussi, au titre d'éléments de cette vitesse absolue ; ou, si l'on veut, les systèmes entraîneurs jouissent eux aussi de ce privilège que relativement à eux les mobiles qu'ils entraînent ont une vitesse qui est un élément naturel de leur vitesse absolue totale.

Du point de vue de l'explication, les priviléges ne font que s'accuser : sans doute on ne pourrait conserver strictement en dynamique les notions de vitesse propre et de vitesse d'entraînement que si les systèmes entraîneurs avaient un mouvement rigoureusement r. et u. — ou encore une accélération de gravitation rigoureusement constante dans toute leur étendue — ce qui est impossible ; mais, comme nous l'avons montré ailleurs, la distinction entre vitesses propres et vitesses d'entraînement demeure valable en première approximation du point de vue de la dynamique clas-

sique. Aussi, pouvons-nous dire, avec cette réserve, que c'est à l'ensemble des étoiles que l'Astronomie positive rapporte la translation simplement constatée du système solaire ; que c'est aux axes solaires entraînés dans cette translation qu'elle rapporte les mouvements des planètes pour les expliquer par les forces de gravitation ; que c'est à la Terre doublement mobile (même abstraction faite de sa rotation et des mouvements lents de son axe), que la mécanique rapporte le mouvement du bateau pour l'expliquer par l'action de l'hélice ; enfin, que c'est au bateau triplement mobile qu'il faut rapporter le déplacement de l'homme pour en rendre compte par le jeu de ses muscles.

Mais quel est le caractère commun de ces systèmes relativement privilégiés et qui sont précisément des systèmes entraîneurs ? C'est que relativement à ces systèmes, les mobiles considérés ont des mouvements immédiatement explicables par des forces qui leur sont appliquées *à eux seuls* : et c'est ici le véritable *privilège des systèmes entraîneurs* ; un exemple plus précis va nous faire mieux saisir en quoi il consiste.

Soit un canon qui sur terre et avec une charge de poudre donnée peut imprimer à un obus d'une masse et d'une forme déterminées une certaine vitesse initiale, v , vitesse évaluée par rapport à la Terre que nous considérons comme un système d'inertie. Si le même canon est ensuite fixé sur un navire animé par rapport à la Terre d'une vitesse constante u , et qu'il y lance avec une charge égale à la première un obus identique au premier, c'est par rapport au navire qu'il imprimera à l'obus la même vitesse initiale v .

Le navire est ici le système entraîneur : il jouit de ce privilège que relativement à lui la vitesse initiale de l'obus s'explique exclusivement par la poussée de la poudre, tout comme dans le premier cas où le système entraîneur était la Terre. Et d'où vient le privilège ? De ce que, d'une part, la *vitesse initiale résulte dans le système entraîneur d'actions physiques entre des corps préalablement liés au système* : le canon avec son appui, l'obus et la poudre ; et de ce que, d'autre part, le système est un système d'inertie, si bien que la vitesse initiale y est explicable conformément aux lois fondamentales de la mécanique par l'action de forces exclusivement réelles.

Du même coup on doit dire que la vitesse de l'obus relative au système entraîneur — *sa vitesse propre* — est elle-même pri-

privilégiée : dans tous les systèmes d'inertie où le canon pourrait être successivement fixé elle sera la même ; c'est, si l'on veut, la vitesse initiale normale et invariante de l'obus. Aussi, *les vitesses qu'il a relativement aux autres systèmes* — même aux autres systèmes d'inertie — sont-elles par rapport à sa vitesse propre *des vitesses altérées*. Supposons qu'on rapporte à la mer la vitesse de l'obus lancé sur le navire : on la trouvera compliquée de la vitesse d'entraînement que l'obus tient du navire lui-même, et la différence des deux vitesses devra s'expliquer par les forces qui avant le coup de feu mouvaient par rapport à la mer le navire, le canon et l'obus.

De ce point de vue de l'explication le fondement objectif des vitesses relatives se présente à nous sous un jour nouveau : il n'est plus simplement comme pour les vitesses brutes l'existence du mobile, du système de référence et de leurs relations cinématiques ; il se dissocie, comme la vitesse relative elle-même. Il comprend, d'une part, les relations dynamiques du mobile avec les autres corps du système entraîneur — sur quoi repose la vitesse propre ; d'autre part, les relations dynamiques du système entraîneur avec le système adopté — sur quoi repose la vitesse d'entraînement ; et c'est justement dans cette vitesse d'entraînement que consiste l'altération de la vitesse relative quand on la compare avec la vitesse propre, seule normale.

Nous allons voir que si la théorie de la relativité affirme la diversité suivant les systèmes de référence choisis d'autres grandeurs encore que les vitesses, elle laisse subsister elle aussi, du moins dans certains cas, un privilège pour certains systèmes de référence, et attribue un caractère privilégié aux grandeurs évaluées dans ces systèmes.

44. Grandeurs non-localisables et grandeurs localisables : les systèmes propres de la physique relativiste. — La théorie d'Einstein affirme la diversité suivant le système de référence non plus seulement de certaines grandeurs relationnelles relatives, comme les vitesses, mais de presque toutes les grandeurs physiques : grandeurs relationnelles à termes invariants, comme les distances, et même grandeurs intrinsèques, comme les volumes ou les masses.

Or, nous venons de dire que cette diversité n'empêche point

qu'on puisse considérer comme privilégiées celles de ces grandeurs qui sont relatives à tels ou tels systèmes de référence, et comme mieux placés que les autres pour évaluer ces grandeurs les observateurs de ces systèmes. Cependant, le privilège n'existe pas pour toutes les espèces de grandeurs « relativées » par Einstein : pour certaines d'entre elles il y a relativité radicale, c'est-à-dire diversité sans privilège : comment discerner les grandeurs susceptibles d'être mesurées d'une façon privilégiée et du même coup les systèmes privilégiés au point de vue de leur mesure ?

C'est par analogie avec la théorie des vitesses classiques privilégiées que nous allons trouver la réponse. La vitesse d'un corps dans le système entraîneur, disons-nous, tient son privilège du fait qu'elle résulte, immédiatement et conformément aux lois fondamentales, d'actions physiques entre des corps liés à ce système. De même, s'il existe dans la théorie relativiste des grandeurs dont la valeur relative à tel système est privilégiée, ce seront avant tout des grandeurs que l'on pourra expliquer par des actions physiques intéressant des corps ou des particules liés à ce système.

Toutefois, ce n'est pas assez dire : quand on rend compte par des actions physiques de tel effet mesurable, on a dû se donner des grandeurs primordiales qui sont les éléments de l'explication : c'est ainsi que si l'on veut expliquer la longueur d'un solide par l'état d'équilibre de ses particules soumises à leurs actions mutuelles, ces actions, ainsi que les masses des particules, sont présupposées ; aussi, faut-il compter ces éléments premiers parmi les grandeurs à privilège au même titre que les grandeurs résultantes.

Pour désigner d'un mot toutes ces grandeurs, nous dirons qu'elles sont *localisables* dans le système où elles sont au repos, localisables d'une façon privilégiée, en ce sens que ce système a la raison spéciale que nous venons de dire de les revendiquer comme siennes. Le système lui-même sera pour ces grandeurs le *système propre*, et corrélativement les grandeurs rapportées à ce système seront des *grandes propres*, tandis que, évaluées relativement à un autre système quelconque, elles seront des grandeurs *étrangères* (1).

(1) Une grandeur peut être localisable dans un système accéléré, bien entendu ; mais ce n'est plus là pour elle un privilège, parce que dans les systèmes

Supposons maintenant que des grandeurs ne résultent pas d'actions physiques intérieures à un même système d'inertie, et ne comptent pas non plus parmi les facteurs de telles actions : rien ne permettra de les attribuer d'une façon privilégiée à un système plutôt qu'à un autre : ce seront des grandeurs *non-localisables*. Y en a-t-il de cette sorte ?

Pour voir qu'il faut répondre affirmativement, il suffit de se rappeler que toute grandeur relationnelle est déterminée par deux événements qui la limitent, et que ces événements sont des absous ; or, étant des absous, les événements comme tels n'appartiennent pas plus à un système qu'à un autre ; ils sont, pourrait-on dire, *cosmopolites* ; en conséquence, à moins que les deux événements du couple n'intéressent des particules liées à un même système d'inertie, et ne soient eux-mêmes rattachés l'un à l'autre par des liens physiques immédiats, les grandeurs relationnelles qu'ils déterminent seront comme eux *cosmopolites*, ou *non-localisables*, aucun système n'ayant un titre spécial à les revendiquer comme siennes. Soient, par exemple, l'émission dans une étoile et la réception sur la Terre d'un même signal lumineux : l'intervalle de temps non encore spécifié qui sépare ces deux faits appartient au même titre à tous les systèmes de référence ; de même, la distance des points où ils ont eu lieu. Ces deux grandeurs ne sont pas localisables ; aucune de leurs mesures n'est privilégiée ; d'un système à l'autre elles sont diverses, sans plus ; leur relativité est radicale.

A condition de se borner aux cas les plus clairs, il est facile de classer les grandeurs physiques en grandeurs localisables et grandeurs non-localisables. Notons d'abord que si l'on voulait se placer à un point de vue purement empirique, exclusif non seulement de toute explication, mais encore de tout essai de systématisation descriptive, on devrait dire que toutes les grandeurs brutes sont déterminées directement ou indirectement par des couples d'événements indépendants, et qu'aucune n'est localisable. Mais un physicien ne saurait s'en tenir à un tel point de vue ; quand, par exemple, il mesure la longueur d'une tige, il

accélérés les lois fondamentales ne se vérifient plus immédiatement. Aussi n'entendons-nous parler dans ce qui suit que des grandeurs localisables, ou non-localisables, dans les systèmes *d'inertie*.

ne considère pas comme indépendants ces deux événements que sont les coïncidences simultanées des extrémités de la tige avec telles divisions de son mètre ; il les regarde comme nécessités par la forme d'équilibre de son mètre et de la tige ; dès lors, la longueur en question devient localisable ; elle est une longueur propre dans le système d'inertie où les deux corps sont au repos au moment de la mesure.

En conséquence, sont localisables et susceptibles d'être considérées comme des grandeurs propres, d'abord les grandeurs intrinsèques fondamentales, masses des particules et dimensions des solides ; puis, en étendant un peu le sens du mot intrinsèque, les durées d'oscillation des mouvements périodiques affectant un même système matériel : en effet, on peut regarder les oscillations d'un balancier à ressort, par exemple, comme résultant d'actions intérieures au système d'inertie dans lequel est fixe le point d'attache — cela en dépit des mouvements propres de faible amplitude de ses éléments ; la période sera pour ce système une grandeur propre, ainsi que les durées qu'elle permet d'y mesurer. Les forces aussi sont localisables quand elles s'exercent entre deux particules au repos dans un même système d'inertie.

Comme pour les classiques, les vitesses sont localisables dans le système d'inertie entraîneur dès qu'on se préoccupe de les expliquer par des forces appliquées au seul mobile ; et il en est de même des accélérations.

Au contraire, ne sont pas localisables les distances, intervalles de temps, vitesses et accélérations dont on fait l'objet de constatations pures et simples, soit qu'on ne veuille pas, soit qu'on ne puisse pas dépasser ce point de vue empirique.

Maintenant, est-ce que toute grandeur localisable dans un système se présente nécessairement aux observateurs de ce système avec une valeur privilégiée ? Non ; parce qu'il se peut qu'elle y résulte exclusivement de relations physiques proclamées *invariantes* par la théorie : c'est ainsi que la vitesse c d'un signal lumineux qui va dans le vide d'une source S à un récepteur R fixés dans un même système d'inertie, a beau être localisable dans ce système comme grandeur résultant de l'action de la source sur le récepteur ; elle n'y est pas pour autant privilégiée, puisque la vitesse du même signal pour un autre système en translation r et u par rapport au premier, serait encore égale à c . Mais à

part cette grandeur invariante, on peut dire qu'en général les grandeurs localisables présentent dans leur système propre une valeur privilégiée, tout en étant diverses d'un système à l'autre. Au contraire, les grandeurs non-localisables sont, elles aussi, diverses d'un système à l'autre, mais sans privilège pour aucun système. Nous allons maintenant, après avoir précisé l'origine des diversités relativistes des grandeurs, rechercher en quoi consistent au juste ces diversités et, quand il y a lieu, ces priviléges.

45. Différence complexe entre deux systèmes d'inertie relativistes au point de vue de l'évaluation des grandeurs. — La vitesse relative v des deux systèmes d'inertie S et S' de la transformation de Galilée entraînait simplement une différence variable avec le temps entre les abscisses x et x' d'un même point rapporté simultanément aux deux origines. Avec les conditions initiales habituelles, on avait à tout instant $x' = x - vt$; et cette différence vt des deux abscisses n'était rien d'autre que la différence de position des deux origines O et O' à l'instant considéré. En dehors de cette diversité, et de la diversité consécutive des vitesses relatives à S et à S' d'un même mobile, toutes les autres grandeurs étaient les mêmes pour les deux systèmes: distances des points; intervalles de temps entre les événements, longueurs des solides, accélérations, etc.

Pour Einstein, la vitesse relative v des deux systèmes donne lieu à des différences plus complexes que la simple diversité des abscisses d'un même point et des vitesses d'un même mobile: c'est que à cette vitesse se trouve liée — en vertu du postulat de la constance de la vitesse de la lumière et du principe de relativité — une différence fondamentale dans la façon d'apprécier l'intervalle de temps qui sépare un événement donné d'un événement origine et du même coup la distance qui sépare d'un point origine, le point où cet événement se passe.

Nous savons, en effet, que la transformation de Lorentz, qui se déduit des deux postulats, non seulement établit entre les abscisses x et x' du point où se passe un événement donné la relation $x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - v^2}}$, moins simple déjà que la relation classique $x' = x - vt$; mais encore qu'elle diversifie les dates t et t' de

cet événement suivant qu'on le rapporte à S ou à S', et qu'elle les lie par la relation $t' = \frac{t - \frac{vx}{c^2}}{\alpha}$. C'est de la seule vitesse relative des deux systèmes que provenaient chez les classiques la diversité des abscisses et celle des vitesses ; c'est, solidairement, de la vitesse relative et de la diversité des dates et des distances que provient la diversité de toutes les grandeurs relativées dans la nouvelle théorie ; de plus, tandis que la diversité classique n'affectait que des grandeurs relationnelles relatives, et ne faisait que refléter, comme nous l'avons dit plus haut, la diversité des termes de comparaison, la diversité relativiste affecte non seulement des grandeurs relatives — abscisses, dates et vitesses — ; mais aussi des grandeurs relationnelles à termes invariants — distances et durées, et même des grandeurs intrinsèques — longueurs et masses ; et par le fait même, elle est autre que celle qui résulterait de la seule diversité des termes de comparaison, c'est-à-dire de la seule vitesse relative des systèmes de référence.

46. Diversité sans privilège des grandeurs non-localisables. —

Ne sont pas localisables, avons-nous dit, les vitesses et les accélérations, si l'on se borne à les décrire, ni les distances et les intervalles de temps entre événements non liés. Bornons-nous au cas des distances et des intervalles, puisque la mesure des vitesses et des accélérations en dérive nécessairement. Ce sont des grandeurs relationnelles, mais à termes invariants, ces termes étant des événements. Supposons qu'il s'agisse de deux événements se passant sur les axes ox et $o'x'$ qui coïncident en direction ; x_1 et t_1 seront les coordonnées du premier par rapport à S, x'_1 et t'_1 ses coordonnées par rapport à S' ; les coordonnées du second seront x_2 et t_2 , x'_2 et t'_2 ; soient $l = x_2 - x_1$, et $d = t_2 - t_1$, la distance et l'intervalle de temps des deux événements pour S ; les deux premières équations de Lorentz,

$$x' = \frac{x - vt}{\alpha} \quad \text{et} \quad t' = \frac{t - \frac{vx}{c^2}}{\alpha},$$

nous permettent d'exprimer en fonction de ces deux grandeurs l et d , et de la vitesse relative v des deux systèmes les grandeurs correspondantes :

$$l' = x'_2 - x'_1 \text{ et } d' = t'_2 - t'_1.$$

$$x'_2 - x'_1 = \frac{(x_2 - x_1) - v(t_2 - t_1)}{\alpha} \quad \text{ou} \quad l' = \frac{l - vd}{\alpha}.$$

$$t'_2 - t'_1 = \frac{(t_2 - t_1) - \frac{v}{c^2}(x_2 - x_1)}{\alpha} \quad \text{ou} \quad d' = \frac{d - \frac{v}{c^2}l}{\alpha}.$$

C'est l'expression immédiate de la diversité des distances et des intervalles temporels suivant le système de référence.

A cette diversité se rattache celle de deux relations fondamentales, à savoir : la *simultanéité* de deux événements, qui suppose l'identité de leurs dates par rapport à la même origine (par exemple, pour S , $t_2 = t_1$, ou $t_2 - t_1 = d = 0$) ; et ce qu'on pourrait appeler l'*isotopie* de deux événements, c'est-à-dire le fait qu'ils se passent au même point, ce qui suppose l'égalité de leurs abscisses par rapport à la même origine :

$$(\text{pour } S, x_2 = x_1, \quad \text{ou} \quad x_2 - x_1 = l = 0).$$

En effet, on voit que si deux événements sont simultanés pour S , c'est-à-dire si $d = 0$, ils ne le sont pas en général pour S' , puisqu'on a alors

$$d' = \frac{-\frac{vl}{c^2}}{\alpha} = \frac{-vl}{\alpha c^2};$$

et que s'ils sont isotopes pour S , c'est-à-dire si $l = 0$, ils ne le sont pas en général pour S' , car on a alors $l' = \frac{-vd}{\alpha}$.

Cependant, il y a un cas où la simultanéité pour S entraîne la simultanéité pour S' ; c'est celui où pour S l'*isotopie* est jointe à la simultanéité : $d = 0$ et $l = 0$; en effet on a alors $d' = 0$; du même coup l'*isotopie* pour S entraîne l'*isotopie* pour S' ; car on a aussi $l' = 0$. Et c'est le seul cas, puisque d'après les équations du second groupe on peut écrire

$$l = \frac{l' + vd'}{\alpha} \quad \text{et} \quad d = \frac{d' + \frac{vl'}{c^2}}{\alpha},$$

et que d'après ces dernières relations les deux conditions $l' = 0$ et $d' = 0$ supposent les relations $l = 0$ et $d = 0$.

Si maintenant, on appelle *coïncidence* spatio-temporelle — ou simplement *coïncidence* — de deux événements le double fait de leur isotopie et de leur simultanéité dans un même système,

on voit que si ces deux relations sont, isolément, dépendantes du système de référence, la coïncidence, qui les suppose réunies, est une relation absolue, ou invariante ; c'est là du reste ce qui permet de déterminer pour les deux systèmes, en se référant à un même événement, une origine spatio-temporelle commune, et de comparer grâce aux équations de Lorentz les dates et les coordonnées d'espace d'un même événement quelconque rapporté aux deux systèmes.

A part le cas d'invariance que nous venons de signaler il y a donc diversité d'un système à l'autre pour la distance et l'intervalle temporel de deux événements ; mais les événements que nous considérons ici sont tels par hypothèse qu'ils ne dépendent pas l'un de l'autre immédiatement en vertu des lois simples des systèmes d'inertie ; alors il faut renoncer à trouver pour leur distance ou leur intervalle temporel un système propre, c'est-à-dire un système pour lequel ces deux grandeurs seraient privilégiées ⁽¹⁾.

Ainsi, les distances et les intervalles temporels bruts sont des grandeurs qui *diffèrent d'un système à l'autre*, c'est tout ce qu'on en peut dire. De même, la simultanéité ou la non-simultanéité de deux événements indépendants apparaissent comme des relations essentiellement relatives au système de référence, au même titre que le fait — déjà relatif pour les classiques — que ces deux événements se passent ou ne se passent pas au même endroit.

(1) Il est vrai que si pour un système la distance spatiale de deux événements est plus grande que le trajet d'un signal lumineux pendant leur intervalle de temps, on peut toujours concevoir un autre système, pour lequel ces deux événements sont simultanés ; et qu'alors leur distance spatiale présente dans ce système une valeur minima et en ce sens privilégiée (n° 29) ; de même si la distance spatiale de deux événements est plus petite que le trajet d'un signal lumineux pendant leur intervalle de temps, on peut toujours trouver un système pour lequel ces deux événements sont isotopes ; et alors leur intervalle de temps présente dans ce système une valeur privilégiée parce que minima. Mais ces valeurs privilégiées de la distance et de l'intervalle de temps ne sont que des grandeurs *calculables* du point de vue de systèmes de référence *abstraits* ; or seuls ont de l'intérêt au point de vue physique les grandeurs *measurables* dans des systèmes de référence *concrets*. En fait il existe des systèmes de référence réels pour lesquels certains couples d'événements sont simultanés ou isotopes ; nous les retrouverons bientôt et nous verrons que les distances et les intervalles de ces événements sont précisément des longueurs ou des durées physiquement localisables dans ces systèmes.

47. Diversité avec privilège des grandeurs localisables. Caractère normal des mesures du système propre. — Nous connaissons déjà la raison générale qui permet de dire qu'une grandeur relative présente une valeur privilégiée dans son système d'inertie propre : c'est à savoir qu'elle est liée aux autres grandeurs du même système par des relations physiques simples immédiatement conformes aux lois fondamentales. Mais en quoi consiste exactement dans la théorie relativiste l'opposition entre les grandeurs propres privilégiées et les autres ? La considération attentive d'un cas particulier, mesure de la longueur d'une tige, va nous l'apprendre.

La longueur d'un solide, conçue comme déterminée par les forces moléculaires qui s'exercent entre ses particules, est une longueur propre dans le système d'inertie S où le solide est au repos ; pour un autre système d'inertie quelconque, S' , elle est une longueur étrangère ; nous avons donc à faire comprendre que sa mesure pour S' est non seulement autre que sa mesure pour S , qui est privilégiée, mais que, d'une part, elle en dépend et que d'autre part elle est, relativement à cette mesure privilégiée, une mesure altérée.

Voyons d'abord comment elle en dépend. Les relations entre les grandeurs, avons-nous dit, préexistent à nos mesures et sont la raison d'être objective des résultats de ces mesures. Quand les mesures d'une même grandeur sont simplement diverses d'un système à l'autre sans qu'on puisse attribuer à aucune une supériorité quelconque, leur seul fondement objectif est l'existence des événements-limites qui servent à définir la grandeur, avec bien entendu leurs relations spatio-temporelles. Mais s'il s'agit d'une grandeur à valeur privilégiée, il en est autrement : de même que dans la physique classique les vitesses d'un même corps relativement à divers systèmes de référence devaient s'expliquer solidairement par sa vitesse relativement à son système entraîneur et par la vitesse de tel ou tel des autres systèmes par rapport à ce système entraîneur ; de même, dans la physique relativiste les valeurs diverses d'une même grandeur à privilège doivent s'expliquer, solidairement, par la valeur correspondant au système propre, et par la diversité complexe qu'introduit entre ce système propre et un autre quelconque la vitesse relative des deux systèmes.

De ce point de vue nous sommes donc fondés à dire que la

longueur pour S' d'une tige immobile dans S est déterminée d'abord par sa longueur pour S ; ensuite par une diversité d'appréciation entre les observateurs de S et ceux de S' , qui résulte de leur vitesse relative, et qui a pour conséquence une différence entre les résultats de leurs mesures de la tige.

C'est cette différence qu'il s'agit maintenant d'interpréter, en montrant que la mesure faite dans le système S est privilégiée. Supposons pour simplifier que la tige soit notablement plus petite qu'un mètre et qu'elle se trouve coïncider avec les axes ox et $o'x'$ des deux systèmes. Pour S les abscisses de ses extrémités a et b sont x_1 et x_2 ; alors les deux coïncidences qui fournissent la mesure, c'est-à-dire les coïncidences respectives des extrémités de la tige avec le zéro et avec la division l du mètre, sont pour S deux événements qui ont pour coordonnées de temps deux valeurs de t , t_1 et t_2 , quelconques, — le moment n'important pas puisque la tige et le mètre sont au repos relatif — et pour coordonnées d'espace x_1 et x_2 ; d'où la mesure relative à S :

$$l = x_2 - x_1.$$

Si l'observateur de S' veut à son tour mesurer la tige, peut-il la mesurer directement ? — Oui, mais sous bénéfice d'inventaire. D'abord, l'opération sera pour lui plus compliquée que pour l'observateur de S , à cause du mouvement de la tige par rapport au mètre : supposons pour simplifier que dans S l'extrémité a de la tige coïncide avec l'origine o : notre observateur de S' pourra placer son mètre le long de $o'x'$, le zéro étant en o' ; puis attendre que par exemple l'extrémité a de la tige, qui de son point de vue passe devant lui, soit en face de o' , donc en face du zéro ; c'est l'une des coïncidences à constater, de coordonnées $t' = 0$, d'après la convention habituelle, et $x' = 0$. Il aura par ailleurs chargé d'autres observateurs de S' , placés chacun près d'une horloge du système réglée sur la sienne, d'épier et de chronométrer le passage devant eux de l'autre extrémité b de la tige ; pour l'un d'eux ce passage aura lieu à l'instant $t_1 = 0$: la distance de cet observateur à l'origine sera la longueur l' de la tige pour S' . Voilà bien un procédé direct de mesure d'une tige en mouvement ; il fournira au mètreur de S' une mesure brute de la longueur de la tige. Mais que vaudra cette mesure ? — Impossible de le savoir sans tenir compte du fait que la tige n'est

immobile que dans S. Aussi bien, le seul procédé qui permettra au mètreur de S' de comparer son résultat à celui de S est un procédé indirect, qui supposera connue la longueur l de la tige pour le système S où elle est immobile.

De ce point de vue, le mètreur de S' se dira : l est la distance des deux points de l'axe ox du système S où les extrémités a et b de la tige se trouvent en permanence ; leurs présences en ces points sont deux événements qui ont pour coordonnées d'espace, dans S, x_1 et x_2 , les coordonnées de temps pouvant être diverses. Si pour moi la longueur de la tige a un sens, elle ne peut être que la distance de deux points, x'_1 et x'_2 de mon axe $o'x'$, où les extrémités a et b se trouvent non pas à deux instants différents, puisque pour moi la tige se déplace, mais à un même instant t' du temps de mon système, cet instant pouvant du reste être quelconque.

Or, l'équation de Lorentz qui donne x en fonction de x' et de t' me permet d'écrire la relation générale

$$x_2 - x_1 = \frac{x'_2 - x'_1 + v(t'_2 - t'_1)}{\alpha},$$

entre les coordonnées d'espace et de temps de deux événements rapportés à S' et leurs coordonnées d'espace relatives à S. Appliquant cette formule aux deux coïncidences qui fournissent la mesure de la tige pour S, et donnant à t'_1 et à t'_2 une même valeur quelconque, de telle sorte que $t'_2 - t'_1 = 0$, j'obtiens

$$x_2 - x_1 = \frac{x'_2 - x'_1}{\alpha},$$

c'est-à-dire $l = \frac{l'}{\alpha}$ ou $l' = \alpha l$.

Telle est la relation des deux longueurs de la tige pour S et pour S' que l'observateur de S' peut établir en passant par l'intermédiaire de la longueur pour S : elle lui permet d'exprimer en fonction de cette dernière longueur et de α le résultat brut de sa mesure directe.

A quoi tient la différence des résultats ? Uniquement à la relativité des simultanéités ; car si l'on avait toujours $t' = t$, la relation entre les abscisses serait comme pour les classiques

$$x' = x - vt, \quad \text{ou} \quad x = x' + vt';$$

la formule à utiliser serait

$$x_2 - x_1 = x'_2 - x'_1 + v(t'_2 - t'_1);$$

et, faisant $t'_1 = t'_2$, on aurait

$$x'_2 - x'_1 = x_2 - x_1, \quad \text{ou} \quad l' = l.$$

Au contraire, l'inégalité de t' et de t qu'entraînent les postulats d'Einstein conduit aux formules de Lorentz et à la relation $l' = \alpha l$. Mais précisément cette relativité des simultanéités empêche l'observateur de S' de bien mesurer la tige immobile dans S , car la *tige et le mètre* auquel il la compare *ne sont pas dans le même temps*. Aussi la mesure de S' est-elle en ce sens « incorrecte » : elle repose sur ce postulat que la longueur de la tige est la distance des deux points de $o'x'$ avec lesquels coïncident à un même instant du temps de S' les deux extrémités de la tige ; or, ce ne serait vrai que pour une tige au repos dans S' . Ce que l'observateur de S' a mesuré, ce n'est rien d'autre que la distance qui *correspond* dans son système à la longueur de la tige dans le système S , ou, ce qui revient au même, la distance relative à S' des points où ont lieu dans S les deux coïncidences qui déterminent cette longueur ; ce n'est pas une grandeur qui mérite vraiment le nom de longueur, même de longueur relative.

L' « invalidité » d'une telle mesure se manifeste du reste de deux façons, où l'on reconnaîtra sans peine l'analogie de ce que nous avons dit des vitesses propres classiques et de leurs altérations aux yeux des observateurs des autres systèmes :

— d'abord, *du point de vue de la description systématique*, la mesure propre, l , est plus longue que toutes les mesures qu'obtiendraient en opérant à la façon de l'observateur de S' les observateurs de systèmes d'inertie quelconques : car, en appelant v la vitesse d'un de ces systèmes par rapport au système propre, α le facteur de Lorentz correspondant, et l_v la mesure relative au système considéré, on aurait toujours $l_v = \alpha l$;

— ensuite, *du point de vue de l'explication*, la mesure propre est la seule qui corresponde aux relations physiques immédiates dont dépend la longueur mesurée, c'est-à-dire aux relations qui l'unissent aux autres grandeurs du système propre, correctement évaluées elles aussi dans ce système.

Et c'est tout cela qu'on a voulu, implicitement tout au moins, exprimer en disant non pas que la tige paraît dilatée pour S ; ni même qu'elle paraît à volonté dilatée pour S ou contractée pour S' ; — locutions qu'autoriseraient si on ne l'interprétrait pas

comme nous faisons la relation $l' = \alpha l$; mais bien, *sans réciprocité*, qu'elle paraît *contractée* à l'observateur de S' .

En raison même de la différence des temps d'un système à l'autre, la relativité des simultanéités empêche aussi la mesure d' d'une durée propre d de S par un chronométreur de S' d'être correcte, et confère à la mesure propre de cette durée le double privilège d'être la plus petite de toutes — car on aura toujours

$$d' = \frac{d}{\alpha}, \quad \text{ou} \quad d = \alpha d',$$

et de correspondre immédiatement aux résultats des actions qui la déterminent. C'est pour cela qu'une durée propre de S évaluée du point de vue de S' est dite *dilatée*.

Comme toutes les autres mesures de grandeurs localisables dépendent plus ou moins directement de mesures de longueurs et de durées, on devra de même déclarer correctes, et exactes, les mesures propres, lesquelles d'ailleurs présenteront toujours une valeur privilégiée, maxima ou minima ; et par contraste « incorrectes », et « inexactes », les mesures faites dans les systèmes étrangers. On dira donc qu'une masse liée à S paraît *alourdie* pour l'observateur de S' , à cause de la relation $m' = \frac{m_0}{\alpha}$; qu'une force s'exerçant sur une particule liée à S perpendiculairement à la vitesse de S par rapport à S' paraît *plus grande* à l'observateur de S' , parce que

$$f_y' = \frac{1}{\alpha} f_y \quad \text{et} \quad f_z' = \frac{1}{\alpha} f_z.$$

Pour ce qui est des vitesses, les classiques étaient conduits à dire déjà que la vitesse propre u d'un mobile entraîné par ailleurs avec le système S paraissait *altérée* à un observateur de S' , du fait de la vitesse v de S' par rapport à S : on a, en effet, $u' = u + v$. Les relativistes, eux, doivent admettre ici une double altération : celle qui résulte de la vitesse relative v des deux systèmes, et celle qui vient de la contraction des longueurs, et de la dilatation des durées de S vues de S' ; double altération qui se traduit dans les nouvelles formules de composition des vitesses,

$$u_1' = \frac{u_1 \pm v}{1 \pm \frac{u_1 v}{c^2}},$$

pour une vitesse propre u_1 parallèle à ν ;

$$u_2' = \frac{\alpha u_2}{1 \pm \frac{u_1 \nu}{c^2}},$$

pour une vitesse propre u_2 perpendiculaire à ν .

Enfin, tandis que l'accélération classique d'un mobile était la même dans S' que dans S , les relativistes doivent dire que l'accélération du mobile à partir d'un instant où il était au repos dans S paraît diminuée à l'observateur de S' , et différemment suivant la direction, puisqu'on a

$$\gamma_{x'} = \alpha^3 \gamma_x \quad \text{et} \quad \gamma_{y'} \quad \text{ou} \quad \gamma_{z'} = \alpha^2 \gamma_y \quad \text{ou} \quad \alpha^2 \gamma_z.$$

C'est toujours l'opposition entre la grandeur propre normale et son altération aux yeux d'un observateur étranger : quant à la cause de l'altération, elle varie suivant la nature de la grandeur et la façon de la mesurer. Pour la mesure directe des longueurs et des durées, elle n'est autre que la relativité des simultanéités, nous venons de le voir ; pour les vitesses elle réside, d'une part, dans le fait que l'observateur étranger se meut par rapport au système entraîneur (comme chez les classiques) ; et d'autre part dans le fait que son temps n'étant pas le même que celui du système entraîneur il mesure « mal » les longueurs et les durées qui interviennent dans le calcul de la vitesse ; il en est de même pour les accélérations et pour les forces, et aussi pour les masses si on les calcule comme les quotients des forces par les accélérations.

48. Privilège du système propre pour le réglage optique des horloges. Désaccord des horloges en mouvement relatif. — La diversité d'un système à l'autre des longueurs et des durées jointe au privilège du système propre pour l'évaluation de ces grandeurs, entraîne une conséquence importante en ce qui concerne la mesure du temps au moyen d'horloges. Nous allons voir que cette conséquence n'est qu'un nouvel aspect du privilège du système propre.

Dans un même système d'inertie S on peut régler par signaux optiques sur une horloge-mère H toutes les autres horloges, H_1 , H_2 , H_n du système ; alors chacune de ces horloges marque le temps de ce système, c'est-à-dire qu'elles indiquent toutes la

même heure quand se passent là où elles sont des événements qui pour ce système sont simultanés. Comme, par ailleurs, elles sont toutes immobiles dans un système d'inertie, leur *rythme* est normal.

Ce qu'on a fait dans le système S pour les horloges H, on peut le faire dans un autre système S' pour les horloges H' qui lui sont liées ; celles-ci marqueront toutes le temps de S', et leur rythme aussi sera normal.

Supposons maintenant qu'on veuille comparer les heures indiquées par les horloges H' aux heures indiquées par les horloges H. Evidemment, on ne peut plus prétendre régler les horloges H' sur aucune horloge H, ni les horloges H sur aucune horloge H', puisque d'après le postulat de la relativité des simultanéités, ou de la différence de t et de t' , elles ne peuvent marquer le même temps. Cependant, on peut, au moment où se rencontrent une horloge de S et une horloge de S' comparer sur place leurs indications ; on peut constater, par exemple, qu'au moment de la rencontre, qui est un événement absolu pouvant servir d'origine commune des temps, telle horloge de S marquait l'heure $t = 0$, et telle horloge de S' l'heure $t' = 0$.

Supposons qu'on ait constaté qu'il en était ainsi pour les deux horloges H et H' fixées respectivement aux origines o et o' des deux systèmes ; alors la rencontre ayant eu des coordonnées d'espace et de temps nulles dans S et dans S' les formules de Lorentz s'appliquent immédiatement pour le calcul des durées.

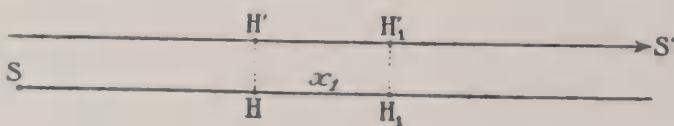


Fig. 7.

Plaçons-nous par exemple au point de vue de S, et considérons uniquement les horloges placées sur les deux axes ox et $o'x'$ (fig. 7).

Quand H' était en face de H, donc, elle était « d'accord » avec H, en ce sens que chacune des deux horloges marquait l'heure 0 du temps de son système. Quelle heure marquera H' quand elle sera en face de H₁, dont l'abscisse dans S est x_1 ? — Elle y sera à l'instant $t_1 = \frac{x_1}{v}$ du temps de S, puisqu'elle aura dû parcourir

dans S la distance x_1 à la vitesse v , et telle sera l'heure de H_1 lors de sa rencontre avec H' . H' , elle, marquera l'heure t'_1 qui correspond à t_1 , c'est-à-dire

$$t'_1 = \frac{t_1 - \frac{vx_1}{c^2}}{\alpha},$$

ou, comme $x_1 = vt_1$,

$$t'_1 = \frac{t_1 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)}{\alpha} = \alpha t_1.$$

H' marquera une heure moins avancée que H_1 ; elle *retardera* sur H_1 , et, corrélativement, H_1 avancera sur elle. Le retard $\theta = t_1 - t'_1$ sera égal à $t_1 - \alpha t_1$ ou

$$\theta = t_1(1 - \alpha).$$

Cette formule est applicable à toutes les rencontres successives de H' avec des horloges de S de plus en plus éloignées de H , H_2 , $H_3 \dots H_n$; H' retardera de plus en plus sur elles, puisqu'elles les croisera après des temps t_2, t_3, t_n de plus en plus longs. Si le réglage actuel des horloges de chaque système préexistait à la rencontre de H et de H' , la formule s'applique même aux rencontres de H' avec les horloges de S situées à gauche de H , H_{-1}, H_{-2}, H_{-n} ; seulement elle les a rencontrées à des instants t_{-1}, t_{-2}, t_{-n} négatifs ; aussi, t' étant toujours égal à αt , donc plus petit que t en valeur absolue, H' avant la rencontre de H *avançait* sur les horloges de S qu'elle croisait ; son avance d'ailleurs diminuait à mesure qu'elle se rapprochait de H ; au passage devant H , elle était nulle, après quoi elle a fait place à un retard croissant. Ces résultats peuvent s'exprimer par le tableau ci-contre, où le signe $-$ indique que l'horloge qu'il affecte tarde sur l'horloge qu'elle croise, le signe 0, qu'elle est d'accord et le signe $+$ qu'elle avance.

t	Horloges de S	H'	Avance ou retard de H'
$-n$	$H_{-n} -$	$+ H' \downarrow$	$(1 - \alpha)t_{-n}$
-2	$H_{-2} -$	$+ H'$	$(1 - \alpha)t_{-2}$
-1	$H_{-1} -$	$+ H'$	$(1 - \alpha)t_{-1}$
0	$H \ 0$	$0 \ H'$	0
1	$H_1 \ +$	$- H'$	$(1 - \alpha)t_1$
2	$H_2 \ +$	$- H'$	$(1 - \alpha)t_2$
n	$H_n \ +$	$- H'$	$(1 - \alpha)t_n$

La formule générale du temps t'_n marqué par H' quand elle croise l'horloge H_n de S , laquelle marque alors l'heure t_n , est $t_n = \alpha t_n$; celle du retard $\theta = t_n (1 - \alpha)$.

Quand t_n est négatif, H' avance.

Quand t_n est positif, H' retarde.

Si, nous plaçant au point de vue de S' nous considérons l'horloge H de S comme passant successivement devant les horloges de S' , les mêmes raisonnements nous conduiraient à dresser un second tableau tout à fait pareil au premier, sauf que les accents auraient changé de colonne. Du reste ce qu'on a établi pour l'horloge H' de S' est vrai pour toute autre horloge de S' , et ce qu'on établirait pour l'horloge H de S serait vrai pour toute autre horloge de S ; tout, sauf l'accord au moment de la rencontre, qui vrai pour un couple d'horloges, ici H et H' , n'est vrai d'aucun autre couple tant que durent les effets du réglage supposé. Ce qui est vrai de toutes les horloges de S ou de S' c'est que *toute horloge d'un système qui passe successivement devant la série des horloges de l'autre système avance de moins en moins ou retarde de plus en plus sur les horloges qu'elle rencontre*; et, corrélativement, que *les horloges d'un système qui défilent l'une après l'autre devant une même horloge de l'autre système retardent de moins en moins ou avancent de plus en plus sur cette horloge*.

A quoi tient ce désaccord des horloges qui se croisent? — En aucune façon à leur rythme, lequel est parfaitement normal dans chaque système pour toutes les horloges. Le désaccord tient uniquement à la relativité des simultanéités, laquelle entraîne celle des longueurs et par suite celle du réglage. Il manifeste ce corollaire du privilège du système propre que le réglage par signaux optiques — d'après ce postulat que la lumière a la vitesse c dans toutes les directions — n'est valable que pour des horloges immobiles dans un même système d'inertie.

Nous venons de dire que le rythme des horloges demeure normal dans chaque système. De là semblerait découler cette conséquence que si une horloge de S et une horloge de S' ont été d'accord au moment d'une première rencontre elles devront encore être d'accord si elles se rencontrent une seconde fois. En réalité, du point de vue purement relativiste où nous nous plaçons ici, la question ne se pose pas: nous ne considérons que deux systèmes d'inertie en mouvement $r.$ et $u.$ l'un par rapport à l'autre; or

il est clair, étant donnée la constance de la vitesse relative, que quand une horloge H a croisé une horloge H' , jamais plus elle ne la rencontrera, et que jamais plus on ne pourra confronter sur place leurs indications.

Mais, dira-t-on, si l'une des deux horloges rebrousse chemin et revient près de l'autre ? — Alors, c'est fatallement un problème d'accélération : en fait, Einstein se l'est posé ; nous verrons plus loin comment il a essayé de le résoudre.

49. Interprétation de la diversité des mesures relativistes des grandeurs. — Maintenant que nous connaissons la façon dont diffèrent d'un système à l'autre, d'une part, les grandeurs non localisables, d'autre part, les évaluations des grandeurs localisables, nous sommes en mesure de répondre à cette question, souvent posée : oui ou non les différences dont il s'agit sont-elles *réelles* ? Notre réponse s'appuiera sur la distinction que nous avons établie entre les grandeurs à privilège et les autres.

Mettons d'abord de côté les grandeurs localisables qui sont radicalement invariantes, comme la vitesse de la lumière dans le vide : bien que la transmission d'une action d'une source à un récepteur liés au même système d'inertie S soit un phénomène physiquement localisable dans ce système, la vitesse que lui attribuera l'observateur de S' sera c comme pour l'observateur de S . Il nous reste à considérer, d'une part, les grandeurs non localisables, d'autre part, les grandeurs localisables à valeur privilégiée.

Voyons d'abord celles de la première catégorie : ce sont avant tout des grandeurs relationnelles à termes invariants : intervalles de temps et distances spatiales entre les événements pris deux à deux. Or dans la théorie de la relativité ces grandeurs ne sont pas données avec le couple d'événements qui les limitent : elles ne se définissent qu'en fonction de tel ou tel système d'inertie.

Dès lors, étant donnés deux événements, il y a une diversité réelle entre les grandeurs qu'ils limitent pour les différents systèmes. Ce n'est donc pas entre les mesures seulement qu'existe la diversité, c'est entre les grandeurs. Quant aux mesures, si elles sont faites avec des unités définies dans tous les systèmes de façon identique, elles ne présentent pas d'autre diversité que celle des grandeurs elles-mêmes ; toutes sont correctes, et toutes sont

exactes, les observateurs étant tous également bien placés pour mesurer ces grandeurs.

Les grandeurs localisables à valeur privilégiée, elles, sont déterminées d'une façon absolue par leurs relations physiques dans le système propre ; elles y préexistent, objectivement, aux mesures qu'en pourront faire les observateurs du système propre ou ceux des autres systèmes. On peut donc dire qu'en elles-mêmes elles n'ont qu'une seule valeur — comme cela d'ailleurs paraît *a priori* nécessaire, du moins quand il s'agit de grandeurs proprement intrinsèques, telles les dimensions géométriques des solides.

Considérons l'une de ces grandeurs, intrinsèque ou non — longueur d'un solide, ou vitesse propre d'une particule ; elle est unique ; mais quand les observateurs de différents systèmes la mesureront, même avec des unités identiques, ils lui trouveront des valeurs différentes. Au lieu d'une diversité des mesures qui comme tout à l'heure ne fasse que refléter une diversité réelle des grandeurs, *il y a donc ici simplement diversité des mesures d'une même grandeur objective* (¹). Cette diversité est réelle, et nous savons comment il faut l'expliquer : une seule des mesures de la grandeur objective est correcte et exacte, la mesure relative au système propre ; toutes les autres sont « inexactes », parce que résultant de procédés qui s'imposent, sans doute, mais que, par contraste avec le procédé de l'observateur du système propre, il faut qualifier d'« incorrects ».

On voit en conséquence comment il convient d'entendre les mots usuels de *contraction* des longueurs, *dilatation* des durées, etc. Ces mots ne doivent pas être pris à la lettre : ils donneraient, à entendre que ce sont les grandeurs elles-mêmes qui sont diverses d'un système à l'autre, alors que seuls sont en cause les procédés de mesure et leurs résultats.

(¹) On entend bien que nous employons ici le mot *mesure* dans un sens large qui convienne non seulement au cas des mesures par comparaison immédiate — longueurs ou durées par exemple — mais encore au cas des évaluations indirectes par combinaison de mesures immédiates — vitesses, accélérations, forces, etc.

ARTICLE VII

PRIVILÈGE DU SYSTÈME
PROPRE POUR L'EXPLICATION DES PHÉNOMÈNES

50. Les phénomènes localisables et leur double explication. — Pour expliquer un phénomène physique particulier, on doit recourir à la fois aux lois générales de la physique et aux conditions spéciales dans lesquelles le phénomène a pris naissance.

Les lois peuvent être valables dans toute une catégorie de systèmes de référence ; mais ce qui est spécial au phénomène varie d'ordinaire d'un système à un autre : c'est ce qui arrive en mécanique classique, où l'explication du mouvement d'un corps sous l'action d'une force sera conforme à la loi $f = m\gamma$ quel que soit le système d'inertie utilisé, mais où les conditions initiales de position et de vitesse dépendent du choix du système.

Or, de même qu'il existe des grandeurs localisables, de même il y a des *phénomènes localisables*, à savoir : ceux qui intéressent exclusivement des corps immobiles dans un même système de référence : le lancement d'un obus peut être considéré comme un phénomène mécanique localisable dans le système où le canon était au repos ; l'expérience de Michelson est un phénomène optique localisable dans le système lié à la Terre. Etant donné, donc, un phénomène localisable dans un système d'inertie, on peut l'expliquer soit du point de vue de ce système où il est localisé, soit du point de vue d'un autre système d'inertie. Dans le premier cas l'explication, relative au système propre, peut s'appeler une *explication propre* ; dans le second cas ce sera une explication relative à un système étranger. Les deux explications se ressembleront-elles tout à fait ? Ne présenteront-elles pas des différences qui constitueront pour le système propre comme un nouveau privilège ? Telle est la question que nous voudrions traiter dans cet article.

Comme nous avons présenté à l'esprit l'exemple si souvent évoqué de l'obus, nous voyons immédiatement que l'explication classique de sa vitesse à la sortie du canon sera effectivement

plus simple dans le système propre où il était au repos avant le lancement que dans un autre système d'inertie par rapport auquel il avait une vitesse initiale non nulle : mais ici la différence, qui ne tient qu'à la présence ou à l'absence d'une vitesse initiale, est réduite au minimum, parce que les autres facteurs de l'explication — masse de l'obus, force de propulsion et accélération, sont des grandeurs qui pour les classiques sont les mêmes dans tous les systèmes d'inertie. Dans la théorie de la relativité, au contraire, si l'on veut expliquer du point de vue d'un système étranger un phénomène localisable dans un système d'inertie, on devra non seulement tenir compte du mouvement relatif des deux systèmes, mais encore faire intervenir des grandeurs qui toutes ou presque toutes, d'après nos précédentes conclusions, seront « mal » mesurées. Il est donc à prévoir qu'ici la différence entre l'explication propre et l'explication relative à un système étranger sera plus accusée : c'est ce que va nous révéler, en effet, l'étude de la double explication relativiste de deux phénomènes particuliers : l'expérience de Michelson et l'expérience de Trouton et Noble.

51. Explication directe des expériences négatives de Michelson et de Trouton et Noble du point de vue d'un système lié à la Terre. — Le principe de relativité fournit une explication immédiate des résultats négatifs de l'expérience de Michelson sur le comportement des franges d'interférences en fonction de l'orientation de l'interféromètre, et de l'expérience de Trouton et Noble sur le comportement d'un condensateur plan disposé obliquement par rapport à la vitesse de la Terre.

A supposer qu'un interféromètre eût pu être monté dans le système absolu classique où la vitesse de la lumière était égale à c dans toutes les directions, les franges eussent été indépendantes de l'orientation, puisque, les trajets étant égaux pour les deux rayons ainsi que les vitesses, les durées de parcours eussent été constamment égales. Or, le principe de relativité proclame la validité des lois classiques absolues dans tous les systèmes d'inertie ; elles sont donc valables sur terre, puisque dans le temps d'une expérience la Terre est assimilable à un système d'inertie ; donc les franges ne doivent pas se déplacer quand on change l'orientation de l'interféromètre.

De même, si un condensateur avait pu être suspendu à un point fixe du système absolu, il aurait conservé son orientation première quelle qu'elle ait été, puisque dans ce système toutes les directions de l'espace étaient équivalentes ; donc, un condensateur suspendu à un point fixe relativement à la Terre ne doit pas non plus se mettre à tourner, quelle que soit son orientation initiale.

Ces explications sont données du point de vue du système propre ; dans leur teneur générale elles consistent à dire que les phénomènes é. m. et optiques se passent exactement sur Terre comme ils devaient se passer pour Maxwell et Lorentz dans le système absolu : c'est l'énoncé même du principe de relativité. Si l'on veut préciser, en tenant compte de la nature des phénomènes étudiés, on est conduit à invoquer comme nous venons de le faire l'absence de direction privilégiée dans les systèmes d'inertie quels qu'ils soient ; c'est un corollaire immédiat du même principe. De toute façon l'explication est simple ; elle est de plus directe, et naturelle, ne faisant intervenir que des grandeurs objectives exactement mesurées.

Nous allons voir, au contraire, que si l'on veut rendre compte des mêmes expériences du point de vue d'un système d'inertie autre que le système propre, la théorie ne peut plus s'établir que d'une manière indirecte et plus ou moins artificielle qui nécessairement la complique.

52. Explication indirecte des expériences de Michelson et de Trouton et Noble du point de vue d'un système où la Terre se meut. — Plaçons-nous, par exemple, comme faisait Michelson, au point de vue du système où l'éther était regardé comme immobile : c'est là encore pour la théorie de la relativité un certain système d'inertie, lié comme on dit à l'ensemble des étoiles, mais qui relativement à l'expérience de l'interféromètre est un système étranger : par rapport à lui la Terre qui porte l'appareil se meut à la vitesse d'environ 30 kilomètres par seconde.

Comment, du point de vue relativiste, un physicien de ce système rendra-t-il compte de l'absence de déplacement des franges ? — Il lui faut calculer les durées de parcours des trajets aller et retour des deux rayons, que nous supposons l'un parallèle à la vitesse v de la Terre — rayon *radial* — l'autre perpendiculaire

à cette vitesse, — rayon *transversal*. Or, notre physicien sait que pour des récepteurs *au repos* dans son système la vitesse de la lumière est égale à c dans toutes les directions en vertu du second postulat d'Einstein ; mais pour lui les miroirs sont à l'aller des récepteurs mobiles ; de même, au retour, la lame séparatrice ; et il doit tenir compte de ce fait qui relativement à son système modifie les trajets. D'autre part, deux longueurs servent de base au calcul de ces trajets, les longueurs des deux bras de l'appareil entre la lame séparatrice et les miroirs ; or, si la longueur l du bras transversal est la même que dans le système propre, puisque ce bras est perpendiculaire à la vitesse, la longueur du bras radial est, du point de vue de notre physicien, plus courte que dans le système propre : pour lui, au lieu de l elle ne vaut que $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} l$ ou αl . C'est d'après ces données et en tenant compte du mouvement des récepteurs qu'il s'agit de calculer les temps de parcours.

Appelant s_1 et t_1 la longueur et la durée du trajet *radial* à l'aller, où le miroir est supposé fuir devant le rayon ; s_2 et t_2 sa longueur et sa durée au retour, on a

$$s_1 = \alpha l + vt_1,$$

et d'autre part $s_1 = ct_1$; d'où

$$ct_1 = \alpha l + vt_1; \quad t_1(c - v) = \alpha l \quad \text{et} \quad t_1 = \frac{\alpha l}{c - v};$$

de même,

$$s_2 = \alpha l - vt_2 \quad \text{et} \quad s_2 = ct_2;$$

d'où

$$ct_2 = \alpha l - vt_2; \quad t_2(c + v) = \alpha l \quad \text{et} \quad t_2 = \frac{\alpha l}{c + v};$$

la durée totale est donc

$$t_1 + t_2 = \frac{\alpha l}{c - v} + \frac{\alpha l}{c + v} = \frac{\alpha l(c + v + c - v)}{c^2 - v^2} = \frac{2\alpha lc}{c^2(1 - \frac{v^2}{c^2})}$$

ou en simplifiant $t_1 + t_2 = \frac{2l}{\alpha c}$.

Les deux demi-trajets *transversaux*, eux, sont égaux et leurs durées de parcours aussi. Désignant par s' et t' la longueur et la durée de l'un d'eux, on a, comme le montre la figure 8,

$$s'^2 = l^2 + v^2 t'^2$$

et d'autre part

$$s'^2 = c^2 t'^2;$$

d'où

$$c^2 t'^2 = l^2 + v^2 t'^2; \quad t'^2(c^2 - v^2) = l^2; \quad \text{ou} \quad t'^2 = \frac{l^2}{c^2 - v^2} = \frac{l^2}{\alpha^2 c^2} \quad \text{et} \quad t' = \frac{l}{\alpha c}.$$

La durée du double trajet transversal est donc $2t' = \frac{2l}{\alpha c}$, la même que pour le double trajet radial.

Les deux durées étant égales, conclut notre physicien, le changement d'orientation de l'appareil ne changera pas cette relation d'égalité, et les franges ne se déplaceront point ⁽¹⁾.

Le résultat de l'expérience est expliqué, sans doute ; mais d'une façon détournée, par la *compensation* de deux anomalies qui tiennent l'une et l'autre au mouvement de l'observateur, la contraction apparente d'un des bras de l'appareil, et la modification apparente des trajets lumineux ; d'une façon peu naturelle aussi, puisque ni la longueur αl , ni les trajets modifiés ne sont dans le problème des données réelles ; enfin, pour ces deux raisons, d'une façon compliquée, qui contraste avec la simplicité de l'explication relative au système propre.

Les mêmes caractères se retrouvent, plus accusés encore, dans la théorie qu'on a proposée de l'expérience de Trouton et Noble considérée d'un système relativement auquel la Terre se meut. Nous ne pouvons qu'indiquer le principe de cette théorie, mais l'indication suffira.

Max von Laue a montré que du point de vue d'un système d'inertie par rapport auquel le condensateur a une vitesse oblique relativement à son plan, un couple d'origine é. m. agit sur les

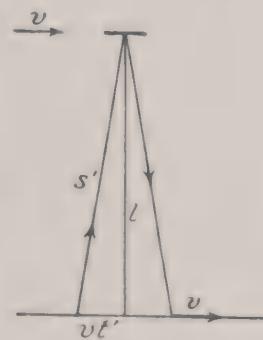


Fig. 8.

⁽¹⁾ Notons que les deux durées ne sont pas pour lui ce que sont les durées correspondantes dans le système propre : celles-ci étant limitées l'une et l'autre par deux événements isotopes, la séparation et la réunion des deux rayons, il leur correspond dans le système étranger deux durées plus grandes : au lieu de d , $d' = \frac{d}{\alpha}$. Mais peu importe ici, puisque l'explication n'exige que l'égalité dans chaque système des temps de parcours des deux rayons, et nullement l'égalité de ces temps d'un système à l'autre.

plateaux, le même à très peu près que prévoyait la théorie absolue (¹) ; que, d'autre part, un solide plan entraîné obliquement dans une translation $r.$ et $u.$ par rapport à un système d'inertie ne conserverait pas une vitesse constante s'il n'était soumis constamment à un certain couple mécanique ; et qu'enfin le couple $\mathbf{é. m.}$ est précisément égal au couple mécanique nécessaire à la conservation de la vitesse, si bien qu'il n'est plus disponible pour faire tourner l'appareil (²).

Ici encore, le résultat de l'expérience est expliqué, mais toujours par un phénomène de *compensation* entre des anomalies qui ne sont pas dans la nature des choses et qui ne tiennent qu'au mouvement de l'observateur par rapport au dispositif.

Par contraste avec ces explications indirectes et compliquées, les explications immédiates et simples que nous avions données en premier lieu des deux phénomènes nous apparaissent comme une nouvelle manifestation de ce que nous avons appelé le privilège du système propre : reste à savoir jusqu'où va ce privilège en ce qui concerne l'explication des phénomènes, et ce que peuvent valoir en dépit de leur complication des théories indirectes analogues à celles dont nous venons de parler. C'est ce que nous allons rechercher ; mais auparavant, il nous faut éléver le débat, et, généralisant plusieurs de nos réflexions antérieures, apporter quelques précisions indispensables sur l'objet véritable de la Physique.

53. Les phénomènes réels primitifs et leurs déformations aux yeux d'observateurs non privilégiés. — La Physique théorique est un édifice dont la construction n'est pas terminée, mais dont les maîtresses lignes sont considérées comme arrêtées par les physiciens de chaque époque. Comme toute œuvre de recherche la construction se fait par la méthode inductive, qui remonte des données brutes de l'observation aux phénomènes profonds dont ces données sont la conséquence ; l'exposé, lui, se fait par voie déductive, allant des phénomènes profonds aux données observables. Ce sont les phénomènes profonds qui s'expliquent

(¹) M. von Laue : *La Théorie de la Relativité*, trad. Létang, t. I, ch. v, 18, p. 154.

(²) *Ibidem*, ch. vii, 30 p. 257 et 32. p. 267.

immédiatement par les lois fondamentales ; or, par comparaison avec eux les phénomènes qu'on observe sont la plupart du temps *modifiés*, en raison des conditions défavorables dans lesquelles se trouvent les observateurs ; si bien qu'après avoir expliqué les phénomènes profonds tels qu'un observateur idéal les verrait, le physicien est obligé de faire la théorie des dérogations aux lois idéales qui paraissent se produire aux yeux des observateurs réels.

L'interprétation classique des mouvements observables repose sur la distinction que nous venons d'établir : dans ce domaine les phénomènes profonds sont les mouvements « réels », c'est-à-dire ceux qui, se définissant relativement à certains systèmes privilégiés, résultent de l'action de forces réelles appliquées aux seuls mobiles et sont explicables immédiatement par les lois fondamentales de la dynamique ; les données brutes de l'observation sont les mouvements des corps par rapport aux observateurs humains, liés à la Terre diversement mobile ; mouvements qui bien entendu presupposent les mouvements réels de ces mêmes corps, mais en diffèrent et sont, du moins pour une part, de simples « apparences » déformatrices, contre-partie des mouvements réels des observateurs eux-mêmes.

Or, on peut généraliser la distinction, et opposer sur toute la ligne aux phénomènes physiques qu'on observerait de certains points de vue privilégiés, ou qui, objectivement, se produiraient dans des circonstances particulièrement simples, et qu'on peut appeler phénomènes *primitifs*, des phénomènes qui se présentent comme des déformations, apparentes ou objectives suivant les cas, de ces phénomènes primitifs ; qui par conséquent les presupposent, et qu'en ce sens on peut dire dépendants et *déformés*.

C'est un peu ce que nous avons fait déjà quand nous avons opposé aux mesures normales ou *naturelles* des grandeurs physiques telles qu'elles apparaissent aux observateurs privilégiés des systèmes propres, les mesures *altérées* faites par les autres observateurs. Les phénomènes localisables dans les systèmes privilégiés sont évidemment des phénomènes primitifs ; c'est le cas, par exemple, du point de vue classique pour les interférences de Michelson supposées réalisées dans le système absolu, et du point de vue relativiste pour les mêmes interférences réalisées sur Terre ; au contraire, les phénomènes localisables dans

des systèmes non privilégiés sont des phénomènes déformés : ainsi, pour les classiques les interférences de Michelson réalisées sur Terre, et pour les classiques comme pour les relativistes, les interférences de l'expérience de Sagnac. De même, les grandeurs localisables dans les systèmes privilégiés sont naturelles : telles les accélérations classiques relatives aux systèmes d'inertie, ou les vitesses classiques relatives aux systèmes entraîneurs ; telles encore les longueurs ou les durées relativistes évaluées dans les systèmes propres ; les grandeurs qui correspondent à celles-là dans les autres systèmes sont par contraste des grandeurs altérées.

Quant aux phénomènes qui supposent un mouvement relatif des corps intéressés et qui par suite ne sont localisables dans aucun système, ils sont des phénomènes déformés quand ils presupposent des phénomènes fondamentaux localisables dans quelque système privilégié : c'est le cas de l'effet Doppler-Fizeau et de l'aberration ; mais ils peuvent aussi être eux-mêmes des phénomènes primitifs, à savoir quand ils résultent immédiatement d'une loi fondamentale ; ainsi en mécanique classique les actions mutuelles de deux corps qui s'attirent ou se repoussent sont des phénomènes primitifs : pourquoi ? — Parce qu'elles ont pour résultat des accélérations qui dépendent de facteurs invariants d'un système d'inertie à l'autre et qui sont elles-mêmes invariantes, si bien qu'aucun changement de système d'inertie ne peut les déformer.

Ces quelques exemples suffiront sans doute à faire saisir la distinction qui nous occupe et sur laquelle d'ailleurs nous aurons à revenir ; voyons maintenant comment phénomènes primitifs et phénomènes déformés s'opposent au point de vue de leur explication.

54. La double tâche du physicien : explication immédiate des phénomènes primitifs ; explication indirecte des phénomènes déformés. — Une fois construites, les théories physiques fournissent immédiatement l'explication des phénomènes primitifs, puisque c'est là leur objet premier et fondamental. C'est ainsi que pour les classiques les accélérations des corps relativement aux systèmes d'inertie s'expliquent par leurs masses et par l'action des forces réelles qui leur sont appliquées, selon la formule fondamentale de la dynamique $\gamma = \frac{f}{m}$; les vitesses propres consé-

cutives à l'action des forces s'expliquent pareillement en fonction de l'accélération γ , égale à $\frac{f}{m}$, et du temps de l'action de la force, conformément à la formule $v = \gamma t$. En optique classique, les périodes d'émission s'expliquent par des actions intérieures aux sources ; et leur conservation dans le cas d'une source et d'un récepteur absolument fixes par l'influence des vibrations de la source sur celles du milieu, ou du champ, et par l'influence du milieu ou du champ sur les vibrations du récepteur ; la vitesse de la lumière pour un récepteur absolument fixe s'explique par la constitution du milieu transmetteur — ou par les lois qui commandent les variations du champ é. m. — et la direction des rayons pour un récepteur absolument fixe, par la propagation en ligne droite de la lumière dans le système absolu.

Quant aux phénomènes déformés il est facile d'en rendre compte du moment qu'on sait expliquer les phénomènes primitifs : il suffit de faire intervenir en même temps que la cause du phénomène primitif la cause de la déformation, qui n'est autre que le mouvement de l'observateur non privilégié. L'accélération d'un corps par rapport à un système de référence accéléré s'expliquera par la cause de son accélération par rapport à un système d'inertie, et par le mouvement du système accéléré ; la vitesse d'un corps par rapport à un système autre que le système entraîneur s'expliquera par la cause de sa vitesse propre — relative au système entraîneur — et par la vitesse relative à ce système du système adopté. L'effet Doppler classique pour une source ou un récepteur mobiles requiert à la fois comme explication la période réelle d'émission et le mouvement radial absolu de la source ou du récepteur ; la théorie classique de l'aberration fait intervenir à la fois la direction vraie du rayon reçu et le mouvement transversal du récepteur...

On voit que toutes ces explications sont indirectes et *dérivées*, alors que celles des phénomènes primitifs sont immédiates et *primordiales*. Et cette opposition met en meilleure lumière la distinction entre phénomènes primitifs et phénomènes déformés : les premiers sont indépendants des conditions de l'observation, et à ce titre objectifs en un sens supérieur ; ils sont aussi normaux, et immédiatement explicables. Les autres sont essentiellement dépendants de l'observateur ; présupposent les phénomènes

primitifs correspondants dont ils sont précisément des déformations, et ne peuvent s'expliquer immédiatement.

Nous pouvons ajouter que la théorie des phénomènes déformés sert à deux fins : elle permet, soit de passer des observations brutes aux phénomènes profonds et à la cause de leur déformation — comme quand on déduit la vitesse radiale d'une nébuleuse de la modification des périodes de la lumière qu'elle émet ; soit de passer des phénomènes profonds et d'une cause déformante supposée connue à telles conséquences observables, — comme quand on déduit de la rotation du soleil l'effet Doppler-Fizeau relatif aux deux bords équatoriaux de l'astre. Mais nous n'avons pas à insister sur ce point, notre dessein étant surtout de montrer combien la distinction entre phénomènes primitifs et phénomènes déformés est importante au point de vue des théories explicatives.

C'est à la physique classique que nous avons emprunté les exemples qui précédent : la théorie relativiste peut nous en fournir d'autres aussi propres à illustrer la distinction : sont susceptibles d'une explication immédiate, du point de vue relativiste, la période, la vitesse de propagation et la direction des rayons telles qu'elles sont dans le cas d'une source liée à un système d'inertie quelconque et pour un récepteur lié au même système ; au contraire l'effet Doppler et l'aberration doivent s'expliquer indirectement, à partir de la période et de la direction pour le système propre et du mouvement du récepteur relativement à ce système.

C'est d'une manière analogue que la longueur d'un corps lié à un système d'inertie, et la durée d'oscillation d'un mouvement localisable dans un système d'inertie, sont susceptibles, du point de vue de ce système qui est le système propre, d'une explication directe ; tandis que la « contraction » de cette longueur, ou la « dilatation » de cette durée pour un autre système ne s'expliqueront qu'indirectement par les causes qui déterminent la longueur et la durée propres, et par la vitesse du système étranger par rapport au système propre, jointe à la diversité des simultanéités qu'elle implique. C'est toujours la même opposition entre, d'une part, des phénomènes primitifs, objectifs en un sens privilégié, normaux, directement explicables, et d'autre part des phénomènes déformés, relatifs, et dont l'explication aussi bien que

l'existence presupposent les phénomènes primitifs correspondants. En dépit de divergences secondaires dans la façon de définir les phénomènes primitifs, le parallélisme des deux théories classique et relativiste est frappant : nous allons le retrouver en reprenant la question d'un autre point de vue.

55. L'explication directe des phénomènes déformés au moyen de grandeur non naturelles. — Pour comprendre du point de vue classique la vitesse relative à la Terre de l'obus lancé sur le navire en marche, l'observateur terrestre n'avait à faire intervenir la vitesse antécédente du navire, du canon et de l'obus qu'au titre de condition initiale : les facteurs explicatifs du lancement lui-même, masse, force et accélération, étant les mêmes pour lui que pour l'observateur du système propre. Nous avons vu au contraire que dans la théorie relativiste de certains phénomènes localisables les éléments proprement dits de l'explication, c'est-à-dire les grandeurs qui figurent dans les lois fondamentales elles-mêmes, pouvaient être altérés aux yeux d'observateurs en mouvement ; et c'est pour cela qu'ici la différence est si profonde entre les explications propres, immédiates et simples, et les explications relatives aux systèmes étrangers, indirectes et toujours compliquées.

Cette différence est telle qu'on est tenté d'attribuer aux observateurs des systèmes propres relativistes le privilège exclusif des explications véritables, un peu comme dans la mécanique classique, les observateurs des systèmes d'inertie avaient le privilège de l'explication réelle des accélérations des masses par l'action des forces appliquées. Insistons sur ce rapprochement, qu'il ne faudrait pas pousser trop loin, mais qui ne laissera pas d'être instructif. On connaît la théorie classique des forces fictives : un corps de masse m soumis à une force réelle f a, dans un système d'inertie S , une accélération $\gamma = \frac{f}{m}$; relativement à un système S_a , lui-même animé par exemple d'une accélération rectiligne \vec{a} par rapport à S , le corps a une accélération $\vec{\omega} = \vec{\gamma} - \vec{a}$. Or, on peut *feindre* que la loi fondamentale de la dynamique s'applique aussi bien dans le système accéléré que dans le système d'inertie : il suffit de dire : tout se passe comme si dans le système accéléré, le corps était soumis, outre la force réelle f , à une force fictive,

dite *force d'inertie*, et qui est égale dans le cas envisagé au produit $-\vec{ma}$ de sa masse par l'accélération changée de signe du système. On peut alors écrire, en appelant $\vec{f} - \vec{ma}$ la pseudo-force appliquée au corps et $\vec{\omega}$ son accélération par rapport à S_a ,

$$\vec{\omega} = \frac{\vec{f} - \vec{ma}}{m},$$

comme si \vec{ma} était une vraie force. f étant égal à $m\gamma$, on a

$$\vec{\omega} = \frac{m(\vec{\gamma} - \vec{a})}{m} = \vec{\gamma} - \vec{a};$$

c'est-à-dire que l'application de la loi fondamentale donne bien comme résultat de l'action prétendue de la pseudo-force l'accélération déformée $\vec{\omega}$.

L'explication est manifestement fictive du point de vue du physicien, puisque $-\vec{ma}$ n'est pas une force réelle. Pour s'expliquer véritablement le mouvement du corps l'observateur du système accéléré devrait se dire : j'éprouve moi-même une accélération \vec{a} qui m'empêche d'observer l'accélération du corps telle qu'elle est objectivement ; pour comprendre le mouvement je dois passer par la pensée de mon point de vue à celui d'un observateur inertique, et substituer à l'accélération déformée du corps, $\vec{\omega}$, son accélération réelle, que j'obtiendrais en ajoutant à $\vec{\omega}$ ma propre accélération \vec{a} ; c'est donc $\vec{\omega} + \vec{a} = \vec{\gamma}$ qui est l'accélération réelle : pour en rendre compte il me suffit d'invoquer l'action sur le corps de la force réelle f qui lui est appliquée. Quant à son accélération relative à moi elle a pour cause, d'une part, cette force f , d'autre part l'accélération déformatrice que j'éprouve moi-même.

Revenant maintenant à nos expériences de Michelson et de Trouton et Noble, nous pouvons noter d'abord que si les *résultats* des deux expériences sont les mêmes pour le système d'inertie étranger S' que pour le système d'inertie propre S , — précisément parce qu'ils consistent en deux phénomènes statiques, disposition des franges ou équilibre des plateaux, — les processus sous-jacents, eux, diffèrent d'un système à l'autre : les trajets lumineux de l'expérience de Michelson, par exemple, sont déformés du point de vue de l'observateur étranger. Le problème est donc bien l'analogue du problème classique dont il vient d'être ques-

tion : or, nous disons qu'il pourrait très simplement se résoudre au vrai sens du mot de la même manière. L'observateur du système d'inertie S' par rapport auquel la Terre a une vitesse v pourrait se dire : en vertu du principe de relativité les interférences de Michelson telles qu'elles se produisent dans le système S sont ici le phénomène primitif ; étant donnée ma vitesse par rapport à ce système je ne puis pas bien évaluer les données de ce problème ; pour moi les trajets sont déformés et les longueurs parallèles à la vitesse contractées ; pour comprendre vraiment le phénomène, je dois passer par la pensée de mon point de vue au point de vue d'un observateur terrestre ; restituer aux trajets leur forme véritable, en corrigeant la déformation apparente qui tient à ma propre vitesse relative, et restituer au bras longitudinal de l'appareil sa vraie longueur, en divisant par α la longueur l' qu'il me paraît avoir. Dès lors, la stabilité des franges s'explique immédiatement par l'identité des deux doubles trajets et par la constance de la vitesse de la lumière, quelle que soit la direction, dans le système d'inertie terrestre.

Pour l'expérience de Trouton et Noble, l'observateur étranger raisonnerait de la même façon : se plaçant au point de vue de S il verrait disparaître à la fois le pseudo-couple é. m. et le pseudo-couple mécanique dus l'un et l'autre au fait que le condensateur est en mouvement par rapport à lui ; et il conclurait que l'équilibre de l'appareil ne peut jamais être troublé, quelle que soit son orientation.

Mais alors que valent les explications indirectes qu'on nous a proposées des deux expériences ? Elles ne sont pas fictives comme l'explication des accélérations par les forces d'inertie, puisqu'elles n'invoquent pas l'influence de grandeurs irréelles inventées exprès pour les besoins de la cause ; mais si les éléments qu'elles mettent en œuvre ne sont pas des grandeurs fictives, ils sont des grandeurs « mal » mesurées au sens que nous avons dit — tout comme les accélérations dynamiques classiques étaient mal évaluées en dehors des systèmes d'inertie ; de là le caractère un peu artificiel desdites explications. Elles ne sont pas inutiles, du point de vue formel, puisqu'elles montrent comment le principe de relativité, qui affirme la possibilité d'expliquer un même phénomène en se référant à un système d'inertie quelconque, se vérifie concrètement dans les cas considérés ;

mais au point de vue de l'intelligibilité, elles ne paraissent pas indispensables, puisqu'il suffit à l'observateur étranger de tenir compte de son propre mouvement relativement aux dispositifs pour passer par la pensée des phénomènes tels qu'ils lui apparaissent aux phénomènes primitifs correspondants ; phénomènes dont l'explication est dès lors immédiate et pleinement satisfaisante pour l'esprit.

Ces remarques s'étendent d'elles-mêmes à tous les cas : supposons que s'en tenant au point de vue du système étranger on veuille « expliquer » la contraction des longueurs ou la dilatation des durées localisables : on ne pourrait le faire non plus que d'une façon indirecte et peu naturelle ; c'est-à-dire qu'on devrait invoquer une altération des forces dont l'équilibre détermine la longueur des corps ou dont l'action détermine la période des mouvements oscillatoires. Mais comme la contraction et la dilatation ne sont pas plus réelles que l'altération des forces, la pseudo-explication n'est rien moins que nécessaire : l'observateur qui mesure la longueur d'un solide en mouvement par rapport à lui peut se dire : je suis mal placé pour la bien mesurer ; si je veux me l'expliquer physiquement, je dois d'abord en rectifier la mesure ; après quoi, la connaissant telle qu'elle est dans le système propre et me plaçant par la pensée au point de vue de ce système, j'en pourrai rendre compte par l'équilibre de forces correctement évaluées elles aussi ; et je n'ai rien de mieux à faire.

De même qu'en mécanique classique, à cause du privilège des systèmes d'inertie pour l'évaluation des accélérations absolues, il fallait toujours se lier par la pensée à un système d'inertie pour comprendre réellement les accélérations dynamiques des corps ; de même, dans la théorie de la relativité restreinte faudrait-il, en raison du privilège des systèmes propres, se supposer toujours dans ces systèmes privilégiés pour comprendre véritablement les phénomènes et les rapports entre les grandeurs physiques. Mais ce retour au système propre est-il possible dans tous les cas ? Essayons de voir ce qu'il en est.

56. Suffisance des explications relatives au système propre. — D'abord, quand il s'agit de grandeurs ou de phénomènes localisables dans des systèmes d'inertie, l'explication établie du point de vue du système propre non seulement est possible, mais,

comme nous venons de le voir, s'impose par sa simplicité privilégiée.

En second lieu, il y a toute une catégorie de phénomènes qui ont toujours été regardés, aussi bien par les relativistes que par les classiques, comme des déformations de phénomènes primitifs, et que par suite on n'a jamais tenté d'expliquer autrement qu'en invoquant, d'une part, les causes de ces phénomènes primitifs telles qu'elles agissent dans le système propre, et d'autre part, le mouvement déformateur du système pour lequel les déformations existent : tels sont l'effet Doppler-Fizeau, l'aberration et l'« entraînement » de la lumière dans les milieux transparents mobiles : ici encore, le point de vue du système propre est regardé comme fondamental et la théorie s'y réfère explicitement.

La façon dont Einstein explique le mouvement d'une particule chargée dans un champ é. m. revient aussi à souligner le privilège du système propre : nous avons vu que les forces électrique et magnétique, au lieu d'être des grandeurs absolues comme dans la théorie classique, deviennent dans la théorie d'Einstein des grandeurs relatives ; tellement que si pour un système d'inertie S le champ en une région est purement électrique, il peut être dans la même région, mais du point de vue d'un autre système, S' , électrique et magnétique. Einstein interprète conformément à cette relativité du champ les actions qui s'exercent sur une charge-unité : soit S un système d'inertie dans lequel la charge est au repos ; elle n'est alors soumise pour ce système qu'à la force électrique du champ, laquelle a pour composantes X , Y , Z . Supposons maintenant que la charge acquière par rapport à S une vitesse constante v orientée suivant ox , et qu'elle soit au repos dans le système S' habituel. Dans ce nouveau système elle n'est toujours soumise qu'à une force électrique, et cette force est encore représentée par le vecteur électrique du champ relatif à S' , X' , Y' , Z' , car on établit qu'ayant la valeur *un* par rapport aux unités de S , elle conserve la même valeur par rapport aux unités de S' . Mais si du point de vue de S , où la charge est maintenant en mouvement, on se demande à quelles actions elle est soumise, on trouve que ces actions comprennent, d'une part, la force électrique relative à S , X , Y , Z , et d'autre part, une force électromotrice qui dépend à la fois de la vitesse de la charge et du vecteur magnétique du champ relatif à S , l'expression de cette

force électromotrice se déduisant des formules de transformation que l'on sait :

$$X' = X; \quad Y' = \frac{Y - \beta N}{\alpha} \quad \text{et} \quad Z' = \frac{Z + \beta M}{\alpha}.$$

Or, dit Einstein, ces équations peuvent s'interpréter de deux manières, suivant le système de référence adopté : du point de vue de S où la charge est mobile, on doit dire que cette charge est soumise, outre la force électrique, à une force électromotrice ; tandis que du point de vue de S' , où la charge est présentement au repos — c'est-à-dire du point de vue du système propre — cette charge est soumise purement et simplement à la force électrique relative au système. Du reste, Einstein ne paraît pas regarder les deux interprétations comme équivalentes : ne serait-ce pas pour souligner la supériorité de celle qui suppose l'adoption du système propre qu'il la qualifie de *nouvelle*, et l'autre d'*ancienne* ? En tout cas, il dit qu'on ne doit voir dans la force électromotrice qui du point de vue du système étranger s'ajoute à la force électrique qu'une *notion auxiliaire*, qui s'introduit du seul fait que le système de référence se meut par rapport à la charge ⁽¹⁾.

La simplicité privilégiée du phénomène tel qu'il apparaît dans le système propre est manifeste : nous sommes en droit de le considérer, selon notre thèse générale, comme un phénomène primitif, le mouvement de la charge par rapport à l'autre système étant, au contraire, un phénomène déformé ; corrélativement, la force électrique relative au système propre nous apparaît comme une force réelle ; tandis que la force électromotrice relative à l'autre système a un peu les caractères d'une force fictive, comme les forces d'inertie de la dynamique classique. En somme, d'après cela la vraie manière d'expliquer le mouvement d'une charge dans un champ é. m. est de se placer par la pensée au point de vue du système où la charge est au repos, et de dire qu'elle est soumise aux seules forces électriques du champ relatif à ce système — ce qui ne présente aucune difficulté quand le mouvement de la charge est r. et u., comme Einstein le suppose.

Mais il est un phénomène au sujet duquel le recours au système

⁽¹⁾ A. Einstein : *Sur l'Electrodynamique des corps en mouvement.* II, 6, éd. Solovine, p. 31-32.

propre paraît moins facile : c'est le mouvement *accéléré* d'une particule, chargée ou non, sous l'action d'une force. Bornons-nous au cas d'un simple point matériel : la difficulté vient de ce que l'accélération du point le fait constamment passer d'un système d'inertie à un autre ; autrement dit qu'on ne peut le considérer comme au repos dans un même système d'inertie que pendant un intervalle de temps infiniment petit ; et que au cours d'une phase finie de son mouvement, au lieu d'un seul système propre il en a toute une série qui se succèdent suivant la loi même de variation de sa vitesse. En mécanique classique, le changement continual de vitesse n'avait pas d'inconvénient, parce que toutes les données du problème, masse, force et accélération, étant des grandeurs absolues, c'est-à-dire indépendantes du système d'inertie auquel on se référait, on pouvait conserver toujours le même système inertique comme système de référence : le mouvement y était toujours un phénomène primitif, et son explication naturelle. En fait, dans la théorie relativiste on rapporte aussi le mouvement à un seul et même système d'inertie dans lequel le point était initialement au repos, mais où dans la suite il a une vitesse variable avec le temps ; seulement, comme nous l'avons vu dans notre exposé de la nouvelle dynamique, on est obligé de tenir compte de la déformation des forces et des accélérations telles qu'elles apparaissent à l'observateur du système choisi ; et la conséquence est que pour expliquer ces accélérations déformées par les forces transformées on doit attribuer au point matériel une masse dynamique variable, fonction de sa masse au repos m_0 et de la grandeur et de la direction de sa vitesse, son coefficient de résistance à l'action d'une force étant $\frac{m_0}{\alpha^3}$ dans la direction de la vitesse, $\frac{m_0}{\alpha}$ dans les directions perpendiculaires.

Or, si comme nous le croyons notre interprétation des changements relativistes des grandeurs est valable dans tous les cas, nous devons dire que cet alourdissement de la masse d'un point matériel vu d'un système étranger n'est qu'une apparence, tout comme la « contraction » d'un solide dans le sens de son mouvement ; que l'explication de l'accélération du point fournie par un observateur actuellement en mouvement par rapport au point n'est pas naturelle, puisqu'elle fait intervenir trois grandeurs déformées ; et qu'enfin, la seule explication vraie consisterait

à se placer successivement par la pensée dans chacun des systèmes d'inertie où le point est successivement au repos, afin de pouvoir lui attribuer constamment sa masse au repos et son accélération propre, γ , le soumettre à chaque instant à la force f qui agit réellement sur lui, enfin, expliquer chacune des phases infinitésimales de son mouvement par la loi fondamentale $\gamma = \frac{f}{m_0}$.

Cette interprétation n'a sans doute qu'un intérêt théorique, philosophique même, si l'on veut, d'autant qu'elle ne change rien aux résultats. Aussi, suffit-il qu'elle soit possible en principe : or, les formules de la nouvelle dynamique permettent de calculer la vitesse qu'à chaque instant le point matériel a acquise par rapport au système d'inertie initial sous l'action de la force qui lui est appliquée ; on peut donc toujours connaître le système d'inertie dans lequel le point est actuellement au repos, et dire que dans ce système propre — où son mouvement est toujours un phénomène primitif — il obéit à la loi fondamentale $\gamma = \frac{f}{m_0}$.

Dans ce cas, qui paraît bien être le plus difficile, l'explication naturelle n'est donc pas impossible ; aussi, maintenant dans sa généralité notre thèse, pouvons-nous conclure que la théorie de la Relativité restreinte accorde implicitement aux systèmes propres le privilège de la mesure exacte de la plupart des grandeurs, et corrélativement celui de l'explication véritable de tous les phénomènes, un peu comme la dynamique classique reconnaissait aux systèmes d'inertie le privilège exclusif de la mesure exacte des accélérations, et celui de l'explication véritable de ces accélérations par l'action de forces réelles.

Notre interprétation des formules de la nouvelle dynamique entraîne ce corollaire déjà signalé plus haut que l'alourdissement de la masse n'est pas réel et qu'il n'y faut voir qu'une déformation due au mouvement de l'observateur : que faut-il penser, dès lors, de la théorie de l'inertie de l'énergie qu'on a déduite précisément de la notion de masse variable ?

Notons d'abord que, présentée à la manière habituelle, la nouvelle dynamique tout comme l'ancienne suppose expressément qu'on adopte un système par rapport auquel le corps est en mouvement ; or, dans la théorie classique, la masse du corps était aussi correctement évaluée par un observateur mobile que sa vitesse relative actuelle, si bien que la quantité de mouvement

et la force-vive à chaque instant étaient pour n'importe quel système d'inertie des grandeurs naturelles, bien que dérivées ; au contraire, dans la théorie relativiste, si la vitesse relative est bien mesurée quel que soit le système d'inertie adopté, la masse ne l'est pas dans le cas général ; aussi la quantité de mouvement et la force-vive ne sont-elles plus des grandeurs naturelles. Certes, cela ne les empêche nullement d'exister, ni d'être instructives à considérer ; mais elles se présentent comme des grandeurs dérivées dont l'un des facteurs, la masse, n'a pas sa vraie valeur. Quant aux relations où elles figurent, elles ne concernent elles non plus que des phénomènes déformés à notre sens ; mais à ce titre elles sont aussi vraies que l'ensemble de la théorie, et aussi nécessaires à son achèvement que les formules relatives aux autres déformations.

57. Le privilège du système propre et le principe de relativité. — S'il y a entre le système propre et les systèmes étrangers la différence que nous venons de dire, que devient le principe de relativité, qui affirme l'équivalence de tous les systèmes d'inertie quant à l'applicabilité de toutes les lois physiques ?

Il est aisé de voir que ce principe demeure intact : l'équivalence qu'il affirme concerne, en effet, l'ensemble des phénomènes et pas seulement les phénomènes localisables ; or, relativement à l'ensemble des phénomènes toute différence disparaît entre les systèmes d'inertie, chacun étant pour tel ou tel phénomène système propre, et, pour tous les autres, système étranger ; aucun privilège *universel* n'existe donc pour aucun système de référence, et c'est tout ce qu'exige le principe de relativité.

Cette réponse montre que le principe de relativité n'est pas compromis par le privilège du système propre, mais la question peut être retournée : nous allons voir que le principe de relativité appelle une formulation des lois physiques qui soit indépendante de tout système de référence, et en ce sens *absolue* ; supposons que nous ayons affaire à une loi ainsi formulée et que nous l'appliquions à un phénomène localisable ; le privilège du système propre ne va-t-il pas disparaître du fait que la loi a une forme absolue ?

Commençons par faire connaître le principe de la formulation absolue des lois — ce qu'on a appelé la *théorie des invariants* —

nous verrons facilement ensuite que cette théorie, loin de compromettre le privilège du système propre, ne fait que le confirmer.

58. La théorie des invariants. — La loi fondamentale de la dynamique classique a été conçue d'abord sous la forme absolue $f = m\gamma$; c'est seulement pour les besoins du calcul qu'on l'exprima en fonction de coordonnées d'espace, et du temps universel.

Dans tous les systèmes d'inertie, elle a, avec des coordonnées du même genre, la même forme, les coordonnées d'espace seules différant d'un système à l'autre; c'est ainsi qu'en coordonnées cartésiennes rectangulaires on a pour un système S

$$F_x = m \frac{d^2x}{dt^2} \dots$$

et pour un système S',

$$F_x' = \frac{d^2x'}{dt^2} \dots$$

Au contraire les lois fondamentales de l'E. M. relativiste ont été d'abord proposées en fonction de coordonnées, et donc sous forme relative, les équations de Maxwell adoptées par Einstein pour tous les systèmes d'inertie contenant des coordonnées d'espace et de temps relatives à un système donné, et les composantes des deux vecteurs du champ relatives au même système.

Il en fut de même des lois de la nouvelle dynamique telles qu'elles furent déduites tout d'abord :

$$F_x = \frac{m_0}{\alpha^3} \frac{d^2x}{dt^2}; \quad F_y = \frac{m_0}{\alpha} \frac{d^2y}{dt^2}; \quad F_z = \frac{m_0}{\alpha} \frac{d^2z}{dt^2}.$$

Mais cette présentation sous forme relative des lois s'accompagnait de l'affirmation du principe de relativité : or, si ce principe est vrai, il en résulte que dans la substitution d'un système de référence d'inertie à un autre ne doivent changer que les choses dépendantes du choix du système, tandis que ce qui est indépendant du système — et qui par le fait est essentiel — doit demeurer le même.

Il y avait donc intérêt à mettre en évidence dans la formulation des lois physiques les éléments et les relations absolus qui d'après le principe de relativité doivent nécessairement s'y trouver.

Le sujet, traité d'abord par Hermann Minkowski (1), fut ensuite largement développé par Einstein sous le nom de théorie des invariants (2).

Invariant et transformation sont deux notions liées : une transformation est un changement qu'on fait subir suivant des lois déterminées à un ensemble de grandeurs : par exemple, en géométrie on « transforme » les coordonnées des points d'une figure quand on change d'axes de coordonnées ; en cinématique, on transforme les coordonnées instantanées des mobiles quand on change de système de référence. Or, dans une transformation certaines grandeurs peuvent demeurer les mêmes ; par exemple, la distance entre deux points quand on change d'axes de coordonnées ; ou en mécanique classique l'accélération d'un mobile quand on substitue un système d'inertie à un autre. On dit que la distance classique est un *invariant* relativement à tout changement d'axes ; que l'accélération classique est un invariant par rapport à la transformation de Galilée. Dans la théorie relativiste, nous le savons déjà, l'intervalle spatio-temporel ds^2 est aussi un invariant, mais par rapport à la transformation de Lorentz.

Il y a plusieurs sortes d'invariants relativement à une transformation donnée : la masse classique était un invariant scalaire ; la force classique, comme l'accélération, un invariant vectoriel. Il est essentiel de noter que l'invariance d'un vecteur géométrique de l'espace à trois dimensions n'empêche pas ses composantes de varier, en général, quand on change d'axes de coordonnées. De même, les composantes d'un vecteur cinématique ou dynamique invariant, comme l'accélération ou la force classiques, varient en général quand on change de système de référence, bien que le vecteur lui-même ne soit pas modifié.

Dans la théorie de la relativité, la masse au repos d'un corps est un invariant scalaire ; de même la charge électrique ; de même la grandeur de la vitesse de la lumière.

Ces invariants ont toujours la même forme simple, m_0 , e , c ; mais il en est d'autres dont l'expression relative à tel ou tel système de référence est complexe : c'est le cas de l'intervalle spatio-

(1) Voir H. Minkowski : *Raum und Zeit*, dans Lorentz-Einstein-Minkowski : *Das Relativitätsprinzip* (1 vol., Leipzig, 4^e édition, 1922), p. 54-66.

(2) Voir A. Einstein : *Quatre conférences sur la théorie de la Relativité*. Trad. Solovine, 1 brochure, Paris, 1925, 2^e conférence, p. 20-48.

temporel ds^2 , invariant scalaire qui a en général trois composantes d'espace dx^2, dy^2, dz^2 ; et une composante dite temporelle, mais qui en réalité est spatiale aussi, puisqu'elle a pour dimension le carré du produit d'un temps par la vitesse de la lumière, c^2dt^2 . C'est aussi le cas des vecteurs invariants de la transformation de Lorentz : quels peuvent être ces vecteurs ? Pas de simples vecteurs d'espace ; les vecteurs invariants de la transformation de Lorentz sont des vecteurs à trois composantes d'espace et à une composante de temps, des *quadrivecteurs d'espace-temps*. Tout quadrivecteur d'espace-temps n'est d'ailleurs pas invariant ; mais dès que les quatre composantes d'un quadrivecteur d'espace-temps se transforment comme dx, dy, dz, dt , ce quadrivecteur est invariant (¹).

Supposons que nous ayons affaire à des invariants, scalaires ou vectoriels ; toute relation que nous pourrons établir entre eux sera elle-même indépendante du système de référence. D'un système à un autre les composantes des invariants vectoriels pourront changer ; certains coefficients affectant les grandeurs invariantes pourront changer aussi ; mais la relation établie sera toujours valable : ce sera une relation *covariante*.

Au point de vue mathématique le principe de relativité exige que les véritables lois physiques s'expriment par des relations covariantes, unissant entre elles des grandeurs elles-mêmes invariantes par rapport à la transformation de Lorentz : du reste, il ne s'agit plus ici de la transformation telle que nous l'avons présentée pour le cas particulier de deux systèmes à axes parallèles deux à deux, et d'une vitesse relative elle-même parallèle à l'une des trois directions d'axes, mais de la transformation de Lorentz généralisée, c'est-à-dire étendue au cas d'une vitesse relative de direction quelconque par rapport aux axes des deux systèmes. Comme, d'autre part, dans toutes les grandes lois physiques interviennent des vecteurs, et comme les seuls vecteurs invariants de la transformation de Lorentz sont des quadrivecteurs d'espace-temps, c'est dans le langage de l'espace-temps que devront s'exprimer sous forme absolue les lois de la physique.

(¹) Il y a d'autres grandeurs, plus complexes que les quadrivecteurs d'espace-temps, qui sont aussi invariantes par rapport à la transformation de Lorentz : ce sont les *tenseurs*, nous aurons à y revenir.

Telle est l'idée qu'avança Minkowski en 1908, et qu'Einstein développa ensuite.

Tandis que les classiques croyaient pouvoir considérer séparément les relations spatiales entre les points matériels — à un même instant du temps absolu — et les relations temporelles entre les événements, les relativistes ne peuvent plus considérer que solidairement les relations *spatio-temporelles* entre les événements physiques ; c'est ce que Minkowski entendait en disant que désormais il fallait nier l'espace et le temps comme réalités indépendantes, pour leur substituer le complexe espace-temps, seul doué d'objectivité⁽¹⁾.

La transformation des équations de Maxwell en relations covariantes exige l'emploi de tenseurs, et nous n'en parlerons pas autrement. Mais nous pouvons indiquer comment l'on arrive à mettre sous forme covariante les formules de la dynamique relativiste.

La covariance de la formule classique $\vec{F} = \vec{m}\gamma$ résulte immédiatement du fait que \vec{F} , m et $\vec{\gamma}$ sont trois grandeurs invariantes ; il en est de même, malgré le changement de la vitesse du point matériel d'un système d'inertie à l'autre, de la formule $\vec{F} = \frac{d}{dt}(m\vec{v})$, parce que ce n'est pas par elle-même, mais par sa dérivée — invariante — qu'y figure la vitesse \vec{v} . Et la raison profonde de la covariance de ces deux relations est qu'au premier membre de chacune figure la force, qui est un vecteur invariant de la transformation de Galilée.

Par analogie, si nous voulons mettre sous forme covariante la dynamique relativiste, il nous faut une relation au premier membre de laquelle figure un quadrivecteur invariant : la simple force, qui n'est qu'un vecteur d'espace, ne saurait réaliser la condition d'invariance ; il nous faut donc généraliser la notion de force, de façon à lui attribuer trois composantes d'espace et une composante de temps. Voici comment on y parvient : on part des formules

$$F_x = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0}{\alpha} \frac{dx}{dt} \right), \text{ etc. ;}$$

⁽¹⁾ Minkowski : *Raum und Zeit*, édition citée, p. 54.

en divisant aux deux membres par α , on obtient

$$\frac{F_x}{\alpha} = m_0 \frac{d^2x}{d\tau^2}; \quad \frac{F_y}{\alpha} = m_0 \frac{d^2y}{d\tau^2}; \quad \frac{F_z}{\alpha} = m_0 \frac{d^2z}{d\tau^2},$$

car $d\tau$, le temps propre du mobile, est égal à αdt .

Puis de ces trois équations on en déduit une quatrième de forme analogue :

$$\frac{\vec{F} \cdot \vec{\varphi}}{\alpha c^2} = m_0 \frac{d^2t}{d\tau^2};$$

cette équation en dt est de même forme que les autres ; et la présence aux seconds membres des quatre équations de d^2x , d^2y , d^2z , d^2t montre que l'on peut considérer les quatre premiers membres comme les quatre composantes d'un quadrivecteur, dont il est possible d'ailleurs de vérifier directement l'invariance. Désignons par $\vec{\varphi}$ ce quadrivecteur, et appelons-le la *force généralisée* : si X , Y , Z , T sont ses quatre composantes, nous pouvons écrire :

$$X = m_0 \frac{d^2x}{d\tau^2}; \quad Y = m_0 \frac{d^2y}{d\tau^2}; \quad Z = m_0 \frac{d^2z}{d\tau^2}; \quad T = m_0 \frac{d^2t}{d\tau^2};$$

et ces quatre relations équivalent à la relation

$$\vec{\varphi} = m_0 \frac{d^2\vec{S}}{d\tau^2},$$

où S représente la position spatio-temporelle du point matériel étudié et dS le déplacement spatio-temporel de ce point d'un instant τ de son temps propre à un instant voisin $\tau + d\tau$: comme nous avons au premier membre un quadrivecteur invariant, la relation est nécessairement covariante ; et le but est atteint.

L'essentiel était ici de trouver un quadrivecteur invariant analogue à la force ; il y en a d'autres en dynamique relativiste : nous avons vu au n° 39 comment l'on pouvait déduire la nouvelle dynamique de la nouvelle cinématique, du principe de relativité, et de ce postulat que le complexe impulsion-énergie d'un système matériel isolé était une grandeur invariante : cette grandeur invariante n'est autre qu'un quadrivecteur dont les trois composantes d'espace,

$$m_0 \frac{dx}{d\tau}, \quad m_0 \frac{dy}{d\tau}, \quad m_0 \frac{dz}{d\tau},$$

constituent l'impulsion ; tandis que la composante temporelle

$m_0 c^2 \frac{dt}{d\tau}$, représente l'énergie totale. D'ailleurs, si l'on rapproche ce quadrivecteur impulsion-énergie de la force généralisée, $\vec{\varphi}$, on voit que la variation de l'énergie totale, c'est-à-dire, au facteur c^2 près, de la masse, dépend de la composante de temps de la force généralisée comme la variation de l'impulsion dépend des trois composantes d'espace : on a en effet

$$T = \frac{d}{d\tau} \left(m_0 \frac{dt}{d\tau} \right), \quad \text{comme on a} \quad X = \frac{d}{d\tau} \left(m_0 \frac{dx}{d\tau} \right),$$

$$Y = \frac{d}{d\tau} \left(m_0 \frac{dy}{d\tau} \right) \quad \text{et} \quad Z = \frac{d}{d\tau} \left(m_0 \frac{dz}{d\tau} \right).$$

59. La théorie des invariants et le privilège du système propre. — Comparons l'expression de la force généralisée, $\varphi = m_0 \frac{d^2 S}{d\tau^2}$ à l'expression classique $F = m\gamma$. Si l'on appelle P la position spatiale du point matériel à l'instant t et $\frac{dP}{dt}$ la vitesse de son déplacement spatial de l'instant t à l'instant $t + dt$, on a $\gamma = \frac{d^2 P}{dt^2}$; et l'expression classique prend la forme $F = m \frac{d^2 P}{dt^2}$, analogue à celle de φ ; seulement, tandis que P ne représente qu'une position dans l'espace, S représente une « position » dans l'espace-temps; c'est-à-dire tout à la fois une position et une date.

Dans la formule classique $\vec{F} = m \frac{d^2 \vec{P}}{dt^2}$ l'invariance du second membre résulte de l'invariance de m , la masse classique, du caractère absolu de t , le temps classique, et du fait que le point étudié P est toujours le même, quel que soit le système de référence adopté.

Dans la formule $\vec{\varphi} = m_0 \frac{d^2 \vec{S}}{d\tau^2}$, à quoi tient l'invariance du second membre ? au fait qu'il s'agit toujours, quel que soit le système adopté, d'événements relatifs au même point matériel — caractère absolu de S — et que dans tout système où il est actuellement au repos ce point a toujours la même masse m_0 , et le même élément de temps propre $d\tau$. On voit que dans la formule relativiste ce sont la masse au repos et le temps propre du mobile qui remplacent respectivement la masse invariante et le temps absolu classiques.

Mais que devient avec cette formule le privilège du système

propre, c'est-à-dire ici le privilège de chacun des systèmes d'inertie où le mobile se trouve successivement avoir une vitesse nulle ?

Ce privilège se manifeste quand on se demande comment apparaît dans un système propre le quadrivecteur φ . Il s'y simplifie, car dans un tel système où $t = \tau$, on a $\frac{d^2t}{d\tau^2} = 0$, et la composante T est nulle ; d'autre part, la vitesse étant nulle, α est égal à 1 et les trois composantes d'espace de φ sont alors identiques aux trois composantes de la force pure et simple. Ajoutons que dans le système propre le quadrivecteur impulsion-énergie se simplifie à son tour : l'impulsion y est évidemment nulle, comme la vitesse, et le quadrivecteur se trouve réduit à la composante temporelle m_0c^2 , c'est-à-dire à l'énergie totale, proportionnelle à la masse au repos. Supposons que nous sachions qu'il existe dans le système propre une masse au repos, m_0 , et un quadrivecteur impulsion-énergie dont elle n'est au facteur c^2 près, que la quatrième composante ; l'invariance du quadrivecteur nous permettra de reconstituer les quatre composantes de l'impulsion-énergie pour tout système étranger de vitesse — ν par rapport au mobile. De même, tenons pour acquis qu'il y a dans le système propre une force pure et simple F et dans tout autre système une force généralisée φ dont F n'est qu'un élément ; en vertu de l'invariance de φ , nous saurons reconstituer ce quadrivecteur au complet pour n'importe quel système de vitesse connue par rapport au mobile : connaissant ν et α , nous tirerons de F , $T = \frac{F\nu}{\alpha c^2}$, et de F_x , F_y et F_z ,

$$X = \frac{F_x}{\alpha}, \quad Y = \frac{F_y}{\alpha} \quad \text{et} \quad Z = \frac{F_z}{\alpha}.$$

Donc, ici encore, si au lieu de considérer le quadrivecteur lui-même on porte son attention sur ses composantes, le privilège du système propre se manifeste : la force propre F apparaît comme une grandeur simple et primitive, par opposition à la force généralisée dont les composantes dépendent de la force propre elle-même, et de plus sont compliquées d'éléments relatifs au système étranger choisi, ν et α , éléments que nous pouvons toujours regarder conformément à nos conclusions antérieures comme des facteurs de déformation d'une grandeur simple primitive.

Mais la théorie des invariants exige, au contraire, que l'on accorde plus d'importance au quadrivecteur lui-même qu'à ses

composantes dans tel ou tel système : de ce point de vue, on peut dire qu'il est pour lui aussi accidentel d'avoir dans le système propre une composante de temps nulle qu'à une force classique perpendiculaire à ox d'avoir sa composante F_x égale à zéro : c'est bien là le sens profond de la théorie des quadrivecteurs d'espace-temps, et nous retrouverons cette conception largement amplifiée dans la théorie de la relativité générale.

Cependant, en dépit du rapprochement qui vient d'être fait, une différence subsiste entre la force classique et la force généralisée, et par suite entre les deux dynamiques : le vecteur classique \vec{F} ne faisait que représenter à une échelle donnée une force élémentaire f qui était conçue comme déterminée en grandeur, direction et sens par les deux points matériels entre lesquels elle s'exerçait, et c'est cette force qui conférait au vecteur \vec{F} son caractère absolu. La force généralisée $\vec{\varphi}$ n'est qu'un simple vecteur attaché à un point matériel isolé et qu'on ne peut plus interpréter comme représentant une relation entre deux points doués de masse ⁽¹⁾ : il faut donc réaliser en lui-même ce quadrivecteur, ou mieux le rattacher à un champ. De fait, c'est sous la forme d'une théorie de champ que devait finalement être présentée la nouvelle dynamique, comme élément de la théorie de la relativité généralisée.

ARTICLE VIII

LA THÉORIE RESTREINTE ET LE PRINCIPE DU MOUVEMENT RELATIF

60. Le principe restreint du mouvement relatif et ses exigences. — Nous nous sommes assez étendu dans notre introduction (n° 8)

⁽¹⁾ Cette conception relationniste de la force classique équivalait au principe de l'égalité simultanée de l'action et de la réaction, c'est-à-dire supposait que les deux points étaient constamment soumis à des forces égales et opposées ; elle n'est plus admissible en dynamique relativiste pour le cas général ; du reste même quand dans des cas particuliers deux points sont soumis à deux forces généralisées égales et opposées à un même instant d'un certain système S , cette égalité n'est plus vraie pour un autre système. Il faut qu'on ait affaire à des points *en équilibre* pour pouvoir définir encore la force comme une relation entre deux masses.

sur la teneur du principe du mouvement relatif pour pouvoir nous dispenser d'y revenir ici ; mais nous voudrions préciser, en nous aidant au besoin des développements qui précédent, les conditions restrictives qu'il impose à toute théorie physique, afin de rechercher dans quelle mesure la théorie de la relativité restreinte est conforme à ses exigences.

Le principe exclut toute intervention du mouvement absolu des corps ou des systèmes de référence dans l'explication des phénomènes : toutefois, comme il s'agit présentement de la théorie restreinte, on s'attend bien à ce que les mouvements ainsi exclus soient seulement les mouvements absous r. et u., et non les mouvements accélérés. A quoi reconnaîtrons-nous que les mouvements absous r. et u. ne jouent aucun rôle dans la détermination des phénomènes tels que la théorie les interprète ? A ce fait que tous les systèmes d'inertie sont équivalents quant à l'applicabilité des lois physiques, de sorte que les différences de leurs vitesses ne confèrent à aucun d'entre eux aucun privilège d'ordre cinématique ; et ceci implique deux choses : d'une part, que deux phénomènes déterminés par des conditions identiques, et localisables l'un dans un système d'inertie S, l'autre dans un autre système d'inertie S', se passent, chacun dans son système, de la même façon ; d'autre part, que la déformation du phénomène de S examiné par un observateur de S' soit la même — du moins au signe de la vitesse près — que la déformation du phénomène de S' examiné par un observateur de S. Les mots phénomène et déformation doivent d'ailleurs s'entendre en un sens assez large pour s'appliquer aux mesures des grandeurs localisables et à leurs altérations.

Si, au lieu de considérer des couples de systèmes de référence, nous considérons des couples de corps intéressés dans un phénomène donné, nous devrons reconnaître que ces phénomènes ne dépendent jamais des vitesses absolues de ces corps ; si bien que quand le phénomène étudié est localisable dans un système d'inertie — c'est-à-dire quand les deux corps sont au repos dans ce système — il doit être le même que si les deux corps étaient au repos absolu au sens classique : c'est sous une autre forme ce que nous venons de dire à l'instant ; et que quand le phénomène n'est pas localisable, c'est-à-dire quand les deux corps se meuvent l'un par rapport à l'autre, il ne doit dépendre que de

leur vitesse relative. Une revue rapide, sous cet angle spécial, des principaux phénomènes étudiés par Einstein va nous convaincre que ces conséquences du principe restreint du mouvement relatif ne se trouvent jamais contredites dans la théorie de la relativité restreinte.

61. Réciprocité des altérations de deux grandeurs pareilles et des déformations de deux phénomènes identiques localisables dans deux systèmes d'inertie. — L'identité de deux grandeurs définies de la même manière, mais localisables l'une dans un système d'inertie S l'autre dans un autre S' , et celle de deux phénomènes déterminés de façon identique, mais localisables aussi l'un dans S l'autre dans S' , résultent immédiatement du principe de relativité, qui exclut toute différence intrinsèque entre deux systèmes d'inertie quelconques : c'est là un premier point acquis en faveur de la conformité de la théorie au principe restreint du mouvement relatif.

Mais il nous reste à montrer que les altérations apparentes des grandeurs et les déformations des phénomènes n'introduisent, elles non plus, entre les systèmes d'inertie aucune différence qui oblige à considérer l'un d'eux comme fixe et les autres comme en mouvement ; et cela bien entendu nonobstant le privilège dont jouissent les systèmes propres pour la mesure des grandeurs et l'explication des phénomènes.

Occupons-nous d'abord de la mesure des grandeurs localisables ; au n° 47, nous avons considéré une seule grandeur d'une espèce donnée, propre pour un système, étrangère pour un autre ; en ce qui concerne sa mesure les deux systèmes diffèrent ; le système propre est privilégié. Que faut-il pour que ce privilège relatif aux mesures propres n'implique pas le privilège cinématique du repos absolu ? Simplement que tout système étant privilégié pour la mesure de ses grandeurs propres, il y ait parfaite réciprocité des rapports entre deux systèmes quelconques en ce qui concerne la mesure des grandeurs.

Cette réciprocité, nous le savons, existe dans la transformation de Lorentz pour les coordonnées de temps et d'espace, au signe près de la vitesse relative v des deux systèmes S et S' , puisque si l'on a par exemple $x' = \frac{x - vt}{\alpha}$ on a aussi $x = \frac{x' + vt'}{\alpha}$; elle

se rencontre, avec la même restriction, dans la nouvelle formule de composition des vitesses : car si

$$u' = \frac{u + v}{1 + \frac{uv}{c^2}}, \quad u = \frac{u' - v}{1 - \frac{u'v}{c^2}}.$$

Quand il s'agit de l'altération des grandeurs autres que les vitesses, la réciprocité existe encore, et n'est même plus soumise à la condition d'un changement de signe : tant qu'on ne considère qu'une seule grandeur propre à un système et étrangère pour l'autre, il ne peut être question de réciprocité, bien entendu ; le rapport des longueurs l et $l' = \alpha l$ d'une même règle qui est au repos dans S et en mouvement dans S' est dissymétrique, et incompatible avec le rapport réciproque $l = \alpha l'$; mais dès que l'on considère deux grandeurs — deux longueurs par exemple — l'une l_1 propre au système S , l'autre l'_1 propre au système S' , la réciprocité apparaît : de même que la mesure l'_1 de la première longueur pour S' a pour expression en fonction de sa mesure pour S , $l'_1 = \alpha l_1$, de même la mesure l_2 de la seconde longueur pour S a pour expression en fonction de sa mesure pour S' , $l_2 = \alpha l'_2$. Du reste la réciprocité ici est parfaite, parce que le facteur $\alpha = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ ne contenant qu'au carré la vitesse relative v des deux systèmes est le même pour $-v$ que pour v .

Passons maintenant à la déformation des phénomènes, et prenons encore comme exemple de phénomène localisable l'expérience de Michelson. Si l'expérience est montée sur la Terre, l'observateur terrestre attribue aux deux rayons perpendiculaires deux doubles trajets rectilignes égaux chacun à $2l$, tandis que pour l'observateur d'un système S' par rapport auquel la Terre a la vitesse v les deux trajets sont déformés, et la longueur du bras radial de l'appareil raccourci. Les franges d'interférences ne se déplacent pas plus pour le second observateur que pour le premier ; mais le processus qui leur donne naissance est primitif et immédiatement explicable pour l'observateur terrestre, déformé et plus difficile à expliquer pour l'autre observateur : c'est toujours le privilège du système propre. Cependant ce privilège, relatif ici à l'explication d'un phénomène localisable, n'implique nullement pour le système propre le privilège cinématique du repos absolu ; en effet si une expérience identique

était montée dans le système S' , la forme et la longueur des trajets seraient normales et l'explication du phénomène immédiate et simple pour l'observateur de S' ; tandis qu'aux yeux de l'observateur terrestre les trajets subiraient une déformation pareille à la précédente, au signe près de v , et le bras radial de l'appareil une contraction identique à la précédente; de sorte que l'explication du phénomène, immédiate et simple pour l'autre observateur, serait pour lui cette fois indirecte et compliquée.

Cet exemple suffit à faire voir qu'il y a d'un système à l'autre réciprocité dans la déformation des phénomènes localisables, comme il y avait réciprocité dans les altérations des grandeurs. De ces déformations ou de ces altérations supposées seules connues, donc, on ne pourra jamais conclure à autre chose qu'à la vitesse de chacun des observateurs étrangers relativement à la grandeur mesurée ou au phénomène observé, c'est-à-dire qu'à la vitesse attribuée suivant le point de vue à S ou à S' , vitesse essentiellement relative, comme le veut le principe restreint du mouvement relatif, puisque ni en elle-même ni dans ses conséquences elle ne confère à aucun des deux systèmes aucun privilège qui n'ait dans l'autre son équivalent parfait.

62. Conformité des phénomènes é. m. non localisables au principe du mouvement relatif. — Quand il s'agit de phénomènes qui supposent essentiellement le mouvement relatif des corps intéressés et qui par suite ne sont pas localisables, le principe restreint du mouvement relatif, avons-nous dit, exige que l'explication repose exclusivement sur les vitesses *relatives* des corps.

Montrons comment cette exigence est respectée dans la théorie relativiste d'un phénomène é. m. fondamental — auquel nous nous bornerons: le comportement d'une charge en mouvement dans un champ.

Nous savons déjà que dans un système où elle est au repos la charge n'est soumise qu'à une force électrique, tandis que dans un système où elle a une vitesse v elle est soumise en outre à une force électromotrice qui dépend de sa vitesse relativement au champ; mais Einstein lui-même, dans son premier Mémoire, nous invite à envisager la question d'une façon plus concrète: on peut obtenir le mouvement d'une charge par rapport à un champ de deux manières; soit en déplaçant le corps auquel le

champ est lié sans déplacer la charge, soit en déplaçant la charge sans déplacer le champ. Y aura-t-il une différence objective entre les deux cas, au point de vue é. m. ? — Nullement ; sans doute dans le premier cas on rapporte le mouvement au système où la charge est au repos, et pour lequel elle n'est soumise qu'à la force électrique du champ, au lieu que dans le deuxième cas on rapporte le mouvement au système dans lequel la charge se meut et pour lequel elle est soumise à la force électrique compliquée d'une force électro-motrice ; mais ce ne sont là que deux aspects différents des actions qui s'exercent entre le corps chargé et le corps auquel est lié le champ, et ces aspects dépendent uniquement du choix arbitraire du système de référence. Objectivement il n'y a en dehors des deux corps considérés et de leur état é. m. qu'un élément non arbitraire, leur vitesse relative ; et c'est elle seule qui détermine le comportement de la charge.

En conséquence quand on voit se produire deux courants identiques dans un circuit qu'on déplace par rapport à un aimant fixe, puis dans le même circuit maintenu fixe mais par rapport auquel on déplace l'aimant, le mouvement relatif étant le même dans les deux cas, on n'a pas affaire à deux phénomènes é. m. distincts, comme le croyaient les classiques, mais à un seul et même phénomène. Dans les deux cas le courant, qui n'est qu'un transport des charges intérieures du circuit, résulte des actions subies par ces charges du fait de l'existence du champ créé par l'aimant et du mouvement relatif des charges et du champ. Autrement dit si les deux processus se distinguent du point de vue mécanique par la façon dont le mouvement relatif est produit, ils ne se distinguent, au point de vue de l'E. M. que par le choix arbitraire du système de référence et par la diversité des aspects du champ qui résulte de ce choix.

On se souvient qu'Einstein, dans son introduction, avait dénoncé comme devant être étrangère à la nature des choses, parce que contraire précisément au principe du mouvement relatif, la dissymétrie établie par les classiques entre le cas où c'est l'aimant qui se meut et le cas où c'est le conducteur : il peut conclure que sa théorie a l'avantage de n'établir aucune distinction objective entre les deux cas, puisqu'elle n'admet comme cause objective du courant que le mouvement relatif des deux corps, comme l'exige le principe du mouvement relatif.

63. Conformité des phénomènes optiques non localisables au principe du mouvement relatif. — Einstein ne respecte pas moins le principe restreint du mouvement relatif dans sa théorie de l'Optique des corps en mouvement ; pour nous en convaincre, nous n'avons qu'à nous reporter aux théories relativistes de l'effet Doppler, de l'aberration et de l'« entraînement » de la lumière, et à nous rappeler quels mouvements y interviennent : quand ces mouvements sont des vitesses constantes, ce qui est le cas pour l'effet Doppler, l'aberration réelle et l'entraînement de la lumière, il s'agit toujours de vitesses *relatives* comme le veut le principe ; et quand ce sont des mouvements absolus, comme il arrive pour l'aberration observable, il s'agit de mouvements *accélérés*, que le principe restreint n'exclut pas.

En ce qui concerne les vitesses constantes, le principe du mouvement relatif a pour corollaire une réciprocité parfaite des déformations dans le cas de deux corps qui peuvent jouer l'un par rapport à l'autre le double rôle de source et de récepteur. Une telle réciprocité n'existait pas dans la théorie classique où pour être rigoureux il fallait toujours faire intervenir séparément les vitesses *absolues* des deux corps, ce qui — sauf dans certains cas particuliers — introduisait une dissymétrie dans les résultats. Au contraire selon la théorie relativiste la réciprocité existe dans tous les cas et d'une façon rigoureuse. L'effet Doppler y est le même pour les radiations émises par une source terrestre et reçues sur une étoile que pour les radiations émises par l'étoile et reçues sur la Terre ; l'aberration réelle à un instant donné serait la même pour un observateur stellaire visant notre planète que pour un observateur terrestre visant l'étoile ; enfin le changement de vitesse de la lumière serait le même dans le cas d'un milieu transparent lié à la Terre, l'observateur étant dans un train de vitesse v , que dans le cas de l'eau du tube de Fizeau, laquelle était animée d'une vitesse de même grandeur par rapport à la Terre — et par rapport à l'expérimentateur.

Sans doute les classiques raisonnaient la plupart du temps comme si la vitesse relative était seule à intervenir : d'où la formule simplifiée de l'effet Doppler (n° 7), la façon simplifiée de corriger les observations des planètes (n° 33) ; et le calcul même de Fizeau (n° 34, note) ; mais dans chacun de ces cas il ne s'agissait jamais pour eux que d'une approximation, les

erreurs de mesure rendant inutile une précision théorique plus grande ; ils faisaient toujours dépendre, objectivement, les phénomènes des mouvements absolus. Pour les relativistes au contraire les résultats calculés d'après les seules vitesses relatives sont rigoureux, et correspondent tels quels aux phénomènes réels, conformément au principe du mouvement relatif.

64. Maintien du privilège des systèmes d'inertie vis-à-vis des systèmes accélérés. Caractère absolu des accélérations. — Dans ce qui précède nous avons considéré plusieurs catégories de phénomènes physiques : en premier lieu des phénomènes localisables dans certains systèmes d'inertie ; ces phénomènes sont primitifs et normaux pour les observateurs de ces systèmes — qui sont des systèmes propres ; dépendants et déformés pour les observateurs des systèmes d'inertie étrangers. L'étude de ces déformations revient du reste à considérer des phénomènes affectant des corps en mouvement relatif r . et u . Or dans tous ces cas nous n'avons jamais rien rencontré qui constitue un privilège exclusif au point de vue cinématique pour l'un des systèmes ou l'un des corps considérés ; rien qui nous permette d'interpréter comme résultant du repos absolu de l'un des systèmes ou des corps et d'une vitesse absolue de l'autre leur mouvement relatif. Par elle-même la considération des phénomènes de cette catégorie ne révèlera donc jamais au physicien que des vitesses *relatives* ; en ce sens et dans ces limites on doit donc proclamer la *relativité des translations r et u* .

Mais il existe d'autres catégories de phénomènes : ce sont d'abord les déformations de phénomènes localisables dans certains systèmes d'inertie mais vus par des observateurs accélérés par rapport à ces systèmes : par exemple l'aberration observable des étoiles pour un observateur terrestre ; ensuite des phénomènes où interviennent un observateur lié à un système d'inertie et un corps accéléré par rapport à ce système : par exemple le mouvement de la Terre supposée vue d'une étoile fixe, ou encore le mouvement accéléré d'un point matériel rapporté à un système d'inertie ; enfin des phénomènes localisables dans des systèmes réellement accélérés, c'est-à-dire affectant des corps au repos relatif dans de tels systèmes ; nous n'en avons pas étudié de tels, mais l'expérience de Sagnac, qui comporte uniquement

une source et des récepteurs fixés sur un même disque en rotation par rapport à la Terre — et par rapport aux étoiles, nous en fournirait un exemple.

Or, de l'étude même relativiste des déformations des phénomènes pour des observateurs accélérés, on doit conclure qu'à l'encontre des translations qui sont relatives les accélérations, elles, sont absolues : en effet, comme nous l'avons vu en étudiant l'aberration, dans ces nouveaux problèmes de déformation on ne se contente pas de faire intervenir sans l'interpréter une accélération relative, mais on suppose expressément que c'est l'observateur seul qui change de système d'inertie, qui par conséquent subit seul une accélération réelle. De même dans l'étude relativiste des effets de l'accélération d'un corps relativement à un observateur inertique, on attribue sans ambiguïté l'accélération au corps et l'absence d'accélération à l'observateur ; si bien que dans le cas de deux observations mutuelles faites l'une dans un système d'inertie, l'autre dans un système accéléré, par exemple la visée de la Terre par un observateur stellaire et la visée d'une étoile par un observateur terrestre, il n'y aurait pas réciprocité des déformations dues au mouvement accéléré, c'est-à-dire ici des aberrations observables, alors que les aberrations réelles instantanées, qui supposent deux observateurs inertiques à l'instant considéré, étaient rigoureusement réciproques.

Quant aux phénomènes localisables dans des systèmes accélérés par rapport aux systèmes d'inertie, ils se passent, en fait, autrement et d'une façon moins simple que si les corps intéressés étaient liés à un système d'inertie ; et leurs déformations manifestent expérimentalement la réalité de l'accélération du système : tels sont les déplacements des franges dans l'expérience de Sagnac quand on fait tourner le disque. Il n'est pas indispensable que nous fassions ici la théorie relativiste de cette expérience⁽¹⁾ ; mais nous pouvons dire que cette théorie ne suppose pas moins que la théorie classique la réalité de la rotation du disque, cette rotation absolue étant pour la production de l'effet Sagnac en optique aussi nécessaire, — aussi impossible à remplacer par

⁽¹⁾ Nous avons fait connaître ailleurs le dispositif de l'expérience de Sagnac et son interprétation classique. On en trouvera la théorie relativiste dans l'ouvrage de J. Becquerel : *Le Principe de Relativité et la théorie de la gravitation*, p. 76-80 et p. 243-244.

une rotation corrélatrice des corps ambients — qu'est nécessaire en mécanique classique la rotation absolue d'un système matériel pour la production dans ce système d'effets centrifuges.

D'une part donc, dans la théorie de la relativité restreinte, les accélérations sont absolues, à l'encontre des translations r . et u . qui se présentent toujours comme relatives ; d'autre part les systèmes d'inertie conservent ou voient même s'étendre leur privilège d'être le théâtre de phénomènes simples, et immédiatement conformes aux lois fondamentales, en un mot primitifs ; tandis que les phénomènes intérieurs aux systèmes accélérés sont plus compliqués et ne peuvent s'interpréter que comme des déformations des phénomènes primitifs correspondants. Mais l'étude d'une autre conséquence physique de l'accélération va nous conduire à reconnaître aux systèmes d'inertie — par opposition aux systèmes accélérés — un privilège plus remarquable encore.

65. Retard d'une horloge accélérée par rapport à une horloge liée à un système d'inertie. — Nous savons que l'intervalle spatio-temporel que déterminent deux événements très voisins quelconques repérés successivement dans deux systèmes d'inertie S et S' est une grandeur invariante :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - (dx^2 + dy^2 + dz^2) = c^2 dt'^2 - (dx'^2 + dy'^2 + dz'^2) = ds'^2.$$

Quand il s'agit de deux événements qui intéressent une même particule, leur distance spatiale, dans le système auquel la particule est liée, est nulle, et la quantité ds^2 se réduit au terme temporel : $ds^2 = c^2 dt_2$. Or dt est ici un élément du temps propre de la particule ; on l'écrit donc $d\tau$, et l'on a

$$ds^2 = c^2 d\tau^2, \quad \text{et} \quad ds = c d\tau.$$

Maintenant, une portion de temps propre ayant toujours pour limites des événements isotopes pour le système où la particule considérée est au repos, est-il possible que deux événements donnés limitent des portions de deux temps propres distincts ? — Pour cela il faut qu'ils soient isotopes à la fois pour deux systèmes ; ce n'est pas possible quand il s'agit de deux systèmes d'inertie, car dans ce cas la conservation de l'isotopie suppose celle de la simultanéité (n° 46), si bien que les deux événements

devraient coïncider absolument dans les deux systèmes, et ne pourraient enfermer aucune durée ; mais c'est possible s'il s'agit d'un système d'inertie et d'un système qui entre les deux événements a subi des accélérations.

Considérons en effet une particule P liée à un système d'inertie S , et une autre particule P_a qui d'abord en coïncidence avec P s'en sépare puis revient se fixer près de P . Le départ et le retour de P_a sont deux événements isotopes pour le système S , puisqu'ils s'y passent au même point P ; ils sont isotopes aussi pour un système S_a lié à P_a , puisqu'ils s'y passent au même point P_a . Ils déterminent donc d'une part le temps propre de P pendant le voyage de P_a , et d'autre part le temps propre de P_a pendant sa séparation d'avec P .

Le problème est de comparer ces deux temps propres, comparaison facilitée par ce fait que les deux événements-limites sont communs aux deux systèmes. Pour la commodité de l'exposé nous supposerons qu'une horloge H est liée à P et marque le temps de S ; qu'une autre horloge H_a est liée à P_a et marque le temps de S_a ; et que chacune des deux horloges marquait l'heure 0 de son temps lors du premier événement, c'est-à-dire lors de leur séparation. L'énoncé même du problème nous oblige à prendre pour système de référence le système d'inertie S , car l'accélération est donnée comme réelle ; nous pouvons donc appeler H l'horloge fixe, et H_a l'horloge voyageuse.

Désignons par dt les intervalles du temps de H et par $d\tau$ les intervalles du temps de H_a : soient deux événements très voisins concernant l'horloge voyageuse, compris entre les événements extrêmes A et B qui limitent le voyage, et qui relativement à S ont pour coordonnées x, y, z, t et $x + dx, y + dy, z + dz$ et $t + dt$; ils déterminent un intervalle spatio-temporel dont la formule relative à S est

$$ds^2 = c^2 dt^2 - (dx^2 + dy^2 + dz^2),$$

et la formule relative à S_a , $ds^2 = c^2 d\tau^2$ puisque pour S_a les deux événements sont isotopes et limitent un élément de temps propre. L'invariance de la grandeur ds^2 nous permet donc d'écrire

$$c^2 d\tau^2 = c^2 dt^2 - (dx^2 + dy^2 + dz^2).$$

Mais en divisant la parenthèse du second membre par dt^2 , nous

aurions le carré v^2 de la vitesse de S_a par rapport à S dans l'intervalle considéré ; donc cette parenthèse est égale à $v^2 dt^2$, et nous pouvons écrire :

$$c^2 d\tau^2 = c^2 dt^2 - v^2 dt^2 \quad \text{ou} \quad d\tau^2 = dt^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right),$$

ou enfin

$$d\tau = \alpha dt.$$

L'élément de temps propre de l'horloge voyageuse est plus petit que l'élément correspondant du temps propre de l'horloge fixe. Pour comparer les deux temps propres globaux compris entre le commencement et la fin du voyage nous n'avons qu'à intégrer entre les deux instants limites t_0 et t_1 , relatifs au système fixe, les deux membres de la dernière relation obtenue, ce qui nous donne

$$\int_{t=t_0}^{t=t_1} d\tau = \int_{t=t_0}^{t=t_1} \alpha dt ;$$

quantité plus petite que $t_1 - t_0$.

Le voyage a donc duré moins longtemps pour l'horloge voyageuse ⁽¹⁾ ; aussi, étant donné l'accord au départ, cette horloge retardera-t-elle, au retour, sur l'horloge fixe.

Il importe de noter que ce résultat ne comporte aucune ambiguïté, du fait de la réalité de l'accélération de H_a . Sans doute, du point de vue purement descriptif on constatera seulement un décalage final des deux horloges qui n'est pas plus un retard de H_a qu'une avance de H ; de même du point de vue purement cinématique le voyage n'est pas plus une accélération de H_a qu'une accélération opposée de H ; mais une théorie physique d'ensemble, qui tient compte de toutes les relations, en particulier des relations dynamiques entre les corps et entre les systèmes, impose une interprétation exclusive de cette accélération relative, et c'est de ce point de vue qu'on a pu spécifier que H_a était l'horloge voyageuse : du même coup le temps propre de H

⁽¹⁾ On voit que dans la théorie de la relativité il peut s'écouler entre deux événements donnés, pour un système d'inertie et pour plusieurs systèmes accélérés, plusieurs durées objectives dont la *plus longue* est celle du système d'inertie ; tout comme en géométrie peuvent se décrire entre deux points donnés plusieurs lignes, l'une droite et les autres courbes, dont la *plus courte* est la ligne droite.

relatif à un système d'inertie doit être considéré comme *normal*, parce qu'il n'y a aucune raison d'admettre le contraire ; le temps propre de H_a apparaît alors réellement plus petit que le temps correspondant de H , et le décalage consiste dans un retard réel de l'horloge voyageuse par rapport à l'horloge fixe.

La réciprocité que nous avons toujours constatée dans les relations entre deux systèmes d'inertie n'a donc plus lieu ici : il existe entre les deux systèmes S et S_a une dissymétrie initiale — le premier n'étant pas accéléré, le second subissant des accélérations — dont les conséquences relatives à la mesure des durées sont elles-mêmes dissymétriques. D'autre part nous ne pouvons plus localiser la durée du voyage dans l'un des deux systèmes exclusivement pour dire qu'elle y est bien mesurée tandis qu'elle serait mal évaluée dans l'autre système. En réalité il n'y a pas une seule durée du voyage, mais deux, l'une relative à S , l'autre relative à S_a ; chacune est bien mesurée par l'horloge correspondante, mais la seconde est objectivement plus petite que la première.

La durée du voyage pour S , avons-nous dit, est normale : c'est là un nouveau privilège qui n'est plus celui d'un système propre par rapport à un système étranger, mais celui d'un système d'inertie par rapport à un système accéléré ; et ce privilège, qui se manifeste mathématiquement par la réduction à l'unité du facteur γ dans l'expression du temps propre de S , alors que pour tout système accéléré ce facteur serait plus petit que 1, tient au fond à l'absence d'accélération de S , et à la conformité de ce qui se passe dans S aux lois fondamentales. Il est à rapprocher par conséquent du privilège classique des systèmes d'inertie par rapport aux systèmes accélérés en ce qui concerne l'application des lois fondamentales de la mécanique.

66. Monopole de l'explication d'une suite limitée de phénomènes pour les observateurs inertiques. — Nous venons de comparer les heures marquées par nos deux horloges ; mais le problème est plus vaste : le temps du voyage étant plus petit pour S_a que pour S , ce ne sont pas seulement les horloges qui au retour seront en désaccord. Considérons deux processus évolutifs quelconques, l'un se déroulant dans S , où il a commencé au moment du départ de l'horloge voyageuse, l'autre déterminé par des causes iden-

tiques mais se déroulant dans S_a , où il a commencé au même moment ; le second processus sera moins avancé que le premier à l'instant du retour. Un fragment de radium aura perdu moins d'énergie dans S_a qu'un fragment identique dans S ; un être vivant aura moins vieilli dans S_a qu'un être vivant pareil demeuré dans S . Et comment cela ? par ralentissement du rythme de l'évolution ? — Nullement : pas plus que le retard de l'horloge accélérée ne suppose un allongement de ses oscillations ; mais parce que les deux durées, tout en étant remplies de phénomènes élémentaires rythmés à la même cadence, sont inégales, celle du système accéléré étant plus courte que l'autre.

Dans chacun des deux systèmes, donc, les phénomènes sont à chaque instant conformes aux lois fondamentales ; dans chacun leur succession aussi est normale : si même dans chaque petit intervalle dt , où la vitesse relative peut être regardée comme constante, un observateur d'un quelconque des deux systèmes étudie à la fois, par exemple au moyen de communications optiques continues, ce qui se passe dans son système et dans l'autre, il trouvera que tous les phénomènes et toutes leurs déformations, en particulier le « ralentissement » des durées élémentaires, obéissent aux lois de réciprocité que nous avons précisées.

Mais supposons qu'un observateur du système accéléré S_a veuille comprendre de son point de vue *la suite* des événements qui pendant le voyage se déroulent dans le système d'inertie S , il ne pourra pas y parvenir. Un observateur de S comprendra très bien la série des événements qui se déroulent dans S_a , parce qu'il saura les répartir régulièrement dans la durée du voyage telle qu'elle est pour lui ; au contraire l'observateur accéléré ne pourra pas répartir régulièrement tous les événements du système inertique dans sa durée à lui ; et c'est pour cela qu'il ne pourra pas en comprendre la succession. S'il lui suffisait d'admettre une accélération du rythme des phénomènes de S , — ou un ralentissement du rythme des siens propres — pour obtenir une répartition continue de tous les phénomènes de S dans sa propre durée, ce serait pure fiction, puisque de part et d'autre les rythmes sont normaux ; mais cette fiction même serait insuffisante. Si par exemple le voyage de l'observateur accéléré consistait dans un démarrage brusque suivi d'une première période de vitesse constante, puis dans un arrêt et un nouveau démarrage

en sens contraire du premier et suivi d'une seconde période de vitesse constante égale à la première, enfin d'un arrêt brusque, et que cet observateur suive par des moyens optiques la suite des heures marquées par l'horloge fixe, il verrait à un moment donné se produire dans la marche de cette horloge une avance instantanée, *comme si dans sa propre évolution se trouvait une lacune, un vide de temps.*

Rien de pareil n'étant admissible en physique, autant dire que l'observateur accéléré est incapable, en demeurant à son point de vue, de comprendre la suite de phénomènes qui pour le système d'inertie est contemporaine de son voyage.

Les observateurs des systèmes accélérés de la mécanique classique se trouvaient eux aussi, s'ils voulaient rapporter à eux les phénomènes, en présence d'une dynamique étrange : pour comprendre de leur point de vue le comportement des corps soumis à des forces réelles ils devaient adjoindre à ces forces des forces d'inertie : c'était une fiction, mais enfin l'explication fictive était relativement facile. Ici on ne voit même plus quelle fiction permettrait à un observateur accéléré de coordonner simplement les phénomènes étrangers à son système. Les observateurs des systèmes d'inertie classiques possédaient le *privilège* des explications réelles et simples, par opposition aux explications fictives et compliquées des observateurs accélérés : dans la théorie relativiste les observateurs inertiques jouissent, en matière d'explication, non plus d'un privilège relatif, mais d'un véritable *monopole*.

67. Monopole de l'explication historique d'ensemble des phénomènes pour les observateurs d'un système d'inertie privilégié : retour au système de référence absolu. — Après que le système accéléré S_a , que nous supposons matériel, a été ramené au repos relativement au système S , il est redevenu un élément d'un système d'inertie. Comparons le déroulement des phénomènes dans les deux régions correspondant aux deux systèmes antérieurement séparés : pour tous les phénomènes postérieurs à la réunion, nous n'observerons d'une région à l'autre aucune différence, étant partout dans un système d'inertie où se vérifient à chaque instant les lois fondamentales de la physique. Mais les phénomènes ne sont pas seulement liés d'un instant t à un autre instant très

voisin, $t + dt$; ils sont liés aussi à distance dans le temps : en mécanique classique la vitesse absolue d'un corps dépendait, à la fin de chaque petit intervalle de temps, de la force à laquelle le corps était actuellement soumis et de la vitesse qu'il avait au début de l'intervalle ; mais cette vitesse initiale dépendait elle-même de l'accélération subie pendant l'intervalle précédent et de la vitesse au début de cet intervalle, et ainsi de suite. *L'histoire* antérieure du corps contribuait ainsi à déterminer son comportement à chaque instant. Or la physique relativiste nous révèle une influence analogue mais nouvelle de l'histoire antérieure des systèmes matériels sur leur état présent : en effet notre horloge accélérée H_a conserve, une fois revenue à une vitesse constante, son retard par rapport à l'horloge non accélérée, et en général tous les phénomènes intérieurs à un système physique qui a subi des accélérations conservent, après le retour du système à une vitesse constante, le retard que ces accélérations leur ont causé relativement à des phénomènes pareils commencés en même temps qu'eux mais qui se sont déroulés dans un système d'inertie. De même donc qu'en mécanique classique l'*histoire passée d'un corps* se trouvait inscrite dans sa vitesse initiale absolue à chaque instant, de même en physique relativiste *l'histoire passée d'un système est inscrite à chaque instant dans le degré de développement des phénomènes irréversibles qui se sont passés dans ce système.*

Mais la question ainsi ouverte, et qui impose au physicien le point de vue de l'*histoire*, réclame une solution complète, du moins pour la pensée : nous avons indiqué au début de ce travail (nº 5), après avoir longuement insisté ailleurs sur le même sujet, qu'on ne pouvait s'arrêter, en remontant l'*histoire mécanique des corps*, à une date quelconque ; et que le seul terme logique de l'explication des conditions initiales de position et de vitesse était un état absolument premier de l'*histoire du monde*, où tous les corps occupaient au repos des positions absolument premières ; positions dont l'ensemble détermine précisément le véritable système de référence absolu. La physique relativiste nous introduit par un nouveau biais dans l'engrenage de l'*histoire*, car elle nous contraint de déclarer plus évolués, à partir d'une même date initiale, les systèmes matériels qui depuis cette date ont subi le moins d'accélérations. Si donc nous

voulons concevoir dans leur ordre de succession l'ensemble des phénomènes, nous devons dire qu'*un système matériel qui par hypothèse n'aurait jamais subi d'accélérations serait actuellement au stade d'évolution le plus avancé possible, parce qu'il possèderait le privilège d'avoir duré plus que tous les autres.*

On voit combien cette conclusion s'allie naturellement à la thèse du système absolu défini par les positions absolument initiales des masses. Sans doute il n'y a point de système matériel qui soit demeuré immobile dans le système absolu depuis le début de l'histoire du Monde ; mais un tel système matériel est concevable, et c'est sa durée qui doit servir de terme de comparaison *idéal* pour l'évaluation des autres durées, exactement comme les positions premières des masses servent de repère absolu idéal pour l'étude de tous les mouvements.

La théorie d'une portion limitée du déroulement historique des phénomènes physiques ne pouvait s'établir déjà que par le recours à un système d'inertie dès que dans cette portion d'histoire avaient lieu des accélérations ; *une théorie de l'histoire totale des phénomènes n'est possible que si l'on se réfère à un système d'inertie absolument privilégié en ce qui concerne la mesure du temps*, et qui jouit à son tour du monopole de l'explication historique des phénomènes physiques. S'il pouvait y avoir des corps liés à un tel système, leur temps serait le temps réel le plus long de tous ceux qui se sont écoulés depuis le début du monde ; ce serait en ce sens un temps absolument privilégié : en l'absence de corps absolument fixes depuis le commencement, un tel temps demeure idéal ; il n'en est pas moins concevable avec son privilège comme élément nécessaire d'une théorie complète du déroulement physique de l'Univers.

68. Caractère des explications relativistes, et rôle du principe restreint de relativité. — On est en droit de se demander quel rôle jouent dans la nouvelle physique, au point de vue de la méthode, les postulats sur lesquels elle repose, en particulier le principe de relativité : serait-ce là un principe concernant le fond des choses et qui constituerait par lui-même une explication adéquate des conséquences qu'on en tire, ou bien ne serait-ce pas plutôt une sorte de principe formel général qui doit simplement servir de guide dans la recherche d'explications réelles ?

Si nous utilisons notre distinction entre phénomènes primitifs et phénomènes déformés, nous pouvons répondre d'abord que le principe a imposé une conception nouvelle des phénomènes é. m. localisables dans les systèmes d'inertie ; nouvelle en ce sens que ces phénomènes se passent exactement dans les systèmes d'inertie qui se meuvent par rapport aux étoiles, — ou pour nous par rapport au système absolu — comme ils se passaient selon Maxwell et Lorentz dans le seul système absolu ; cette innovation du reste va de pair avec la substitution au temps classique universel d'autant de temps qu'il y a de systèmes d'inertie, le postulat de la constance de la vitesse de la lumière et la relativité des simultanéités étant inséparables du principe de relativité d'Einstein.

Pour les phénomènes dynamiques primitifs au contraire, le principe n'innove rien, puisque déjà il se trouvait vérifié dans la mécanique classique ; et la loi $\gamma = \frac{f}{m}$ est conservée dans tout système d'inertie où la masse étudiée se trouve présentement avoir une vitesse nulle. Voilà pour les phénomènes primitifs.

La théorie des déformations se présente à son tour sous une forme nouvelle, laquelle se déduit aussi du principe de relativité et du postulat qui le complète : ces déformations, au lieu de refléter simplement la vitesse ou l'accélération de l'observateur relativement aux corps observés, découlent solidairement de ce mouvement relatif et de la différence qu'en vertu des postulats il entraîne dans l'appréciation des simultanéités et des durées, d'où pour les systèmes propres le double privilège de la mesure exacte des grandeurs et de l'explication naturelle des phénomènes localisables. Il faut noter ici que le phénomène mécanique le plus simple, à savoir le mouvement accéléré d'un point matériel soumis à une force, phénomène qui, en raison du caractère absolu de la masse, de la force et de l'accélération, était pour les classiques et dans sa totalité un phénomène primitif relativement à un système d'inertie quelconque, se présente désormais comme un phénomène déformé, puisque, le point changeant constamment de système propre, son accélération, ainsi que la masse et la force dont elle dépend, sont nécessairement mal mesurées, sauf dans un seul petit intervalle, par l'observateur du système d'inertie adopté : la théorie globale de ce phéno-

mène — comme en général celle de tous les phénomènes mécaniques — dès qu'on veut l'établir du point de vue d'un seul et même système d'inertie, se trouve en conséquence modifiée ; car les trois grandeurs fondamentales de la dynamique étant diversement altérées par le mouvement relatif de l'observateur et du point matériel, leurs relations sont autres que les relations classiques. Toutefois ici encore les innovations se déduisent, par la transformation de Lorentz, du principe de relativité et de son complément le postulat de la constance de la vitesse de la lumière.

Si donc pour simplifier le langage on entend par principe de relativité, au sens restreint, le double postulat de l'équivalence de tous les systèmes d'inertie pour l'applicabilité de toutes les lois physiques, et de l'invariance de la vitesse de la lumière, on peut dire que ce principe apparaît dans la nouvelle physique comme une loi fondamentale aux exigences de laquelle doivent *a priori* se plier toutes les lois physiques particulières. On a comparé sous ce rapport le principe d'Einstein à celui de la conservation de l'énergie : on peut ignorer le détail d'un processus physique, mais on regarde comme certain *a priori* que dans ce processus il n'y aura ni énergie créée ni énergie détruite, et l'on écartera sans autre examen toute théorie du processus qui contredirait ce postulat de conservation ; le principe de la conservation de l'énergie sert ainsi de guide dans la recherche des explications physiques ; il a une valeur heuristique reconnue de tous. Le principe d'Einstein peut-il prétendre à une valeur heuristique analogue ? — Il y a une différence ; car le principe de l'énergie concerne une grandeur dérivée, qui pourrait se conserver de la même façon sous l'influence de phénomènes élémentaires différents ; aussi laisse-t-il toute latitude pour la découverte de ces phénomènes élémentaires là où ils sont encore inconnus ou incertains. Au contraire le principe de relativité ne peut prendre une forme concrète que dans l'hypothèse où telles et telles lois élémentaires sont vraies, en particulier celles de l'E. M. et celles de la dynamique ; il ne peut donc rien nous apprendre par lui-même sur ces lois ; il ne peut que nous imposer une théorie spéciale des phénomènes déformés, conformément à ce que nous venons de rappeler à l'instant. Cependant, étant donnée l'importance des déformations dans la physique relativiste, où elles

sont bien plus variées que dans la physique classique à cause de la multiplicité des temps, l'application rigoureuse du principe à de nouveaux problèmes pourrait très bien, même sans aucun postulat nouveau, conduire les physiciens à la découverte de nombreux et peut-être importants corollaires inédits dans toutes les branches de la physique.

69. Nouveaux problèmes. — La théorie de la relativité restreinte telle que nous venons de l'exposer dans ses grandes lignes présente-t-elle tous les caractères d'une théorie physique complète ? — En droit, oui, puisqu'elle énonce à sa manière les principes fondamentaux des deux branches maîtresses de la physique classique, l'E. M. et la Mécanique. En fait cependant le travail d'adaptation n'était pas toujours facile : les phénomènes é. m. auxquels la nouvelle théorie réservait, peut-on dire, un traitement de faveur en les simplifiant beaucoup, étaient désormais plus faciles à comprendre ; les phénomènes mécaniques au contraire, apparurent tout de suite plus compliqués qu'autrefois ; en effet, dès lors qu'au lieu de s'en tenir à la loi différentielle du système propre on voulut rapporter à un même système d'inertie le mouvement de deux points soumis à leurs actions mutuelles, on se vit contraint, nous l'avons indiqué déjà, de renoncer à l'un des principes classiques les plus féconds en corollaires simplificateurs, le principe de la simultanéité et de l'égalité de l'action et de la réaction. De là des difficultés nombreuses dans l'application des nouvelles formules aux problèmes spéciaux de la dynamique.

On se mit à l'œuvre, cependant ; on s'efforça en particulier de plier aux exigences de la dynamique relativiste la très importante théorie de la gravitation. Tout intéressants que soient en eux-mêmes ces essais d'adaptation, nous ne nous y arrêterons pas, parce que le créateur même de la théorie de la relativité restreinte donna bientôt à ses recherches une orientation toute nouvelle dans laquelle notre dessein exige que nous nous engagions à sa suite.

Nous avons dit quelle importance Einstein attachait au principe du mouvement relatif — principe qu'il n'avait pu appliquer cependant qu'en un sens restreint ; or il est clair que pour un vrai théoricien un principe de ce genre n'a toute sa valeur

que s'il est applicable sans restrictions : n'était-il donc pas possible de supprimer dans l'explication des phénomènes toute intervention des mouvements absous — même accélérés — des corps ou des systèmes de référence ? Cette question hantait l'esprit d'Einstein et lui paraissait devoir être résolue par l'affirmative. En même temps il s'en posait une autre : était-on obligé de concevoir la gravitation — qui se révélait difficilement assimilable à la nouvelle dynamique — comme l'effet de *forces* attractives entre les masses ? Toute force véritable ne suppose-t-elle pas une dépense d'énergie, dépense qui ne se laisse pas voir dans le cas des forces gravifiques ? Y avait-il une différence essentielle entre le comportement d'un corps animé, en l'absence de toute force véritable, d'un mouvement r. et u., et le cas d'une planète, qu'on disait bien soumise à une force, mais, il faut bien l'avouer, à une force dont l'origine pouvait paraître mystérieuse, non moins que le mode d'action ?

L'examen simultané de ces importants problèmes conduisit peu à peu Einstein à une théorie complètement nouvelle, fondée sur de nouveaux postulats, théorie qui généralise, *en un sens*, le principe de relativité et qui modifie du tout au tout les idées classiques sur la gravitation. C'est la théorie dite de la *relativité générale* : elle a revêtu par la force des choses une forme mathématique compliquée qui la rend difficile à saisir aux non-mathématiciens ; pourtant nous devons nous efforcer d'en faire comprendre le principe ; c'est à quoi nous allons nous employer de notre mieux dans le chapitre suivant.



TABLE DES MATIÈRES

Les systèmes privilégiés de la théorie restreinte

	Pages
ART. 6. — Privilège du système propre pour la mesure des grandeurs, n ^o s 42-49	III-1
ART. 7. — Privilège du système propre pour l'explication des phénomènes, n ^o s 50-59	III-27
ART. 8. — La théorie restreinte et le principe du mouvement relatif, n ^o s 60-69	III-53

ERRATUM

Page 149 (III-17), l. 33, *au lieu de* : t_1 , *lire* : t' .

Page 151 (III-19), l. 20, *au lieu de* : l'analogie, *lire* : l'analogue.

Page 196 (III-64), l. 13, *au lieu de* : donne, *lire* : donne, pour la durée relative à H_a .

Page 201 (III-69), l. 20-21, *au lieu de* : système d'inertie absolument..., *lire* : système d'inertie qui n'ayant jamais subi d'accélération est absolument...

Saint-Amand (Cher). — Imprimerie R. BUSSIÈRE. — 5-3-1937.



ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES ET INDUSTRIELLES

PUBLIÉES SOUS LA DIRECTION DE MM.



F. ENRIQUES

De l'Académie *Dei Lincei*
Professeur à l'Université de Rome

PHILOSOPHIE ET HISTOIRE DE LA PENSÉE SCIENTIFIQUE

Ch. FABRY

Membre de l'Institut
Professeur à la Faculté des Sciences

OPTIQUE

E. FAURÉ-FREMIET

Professeur au Collège de France

BIOLOGIE

(Embryologie et Histogenèse)

Ch. FRAIPONT

Professeur à la Faculté des Sciences
de Liège

PALÉONTOLOGIE ET LES GRANDS PROBLÈMES DE LA BIOLOGIE GÉNÉRALE

Maurice FRECHET

Professeur à la Sorbonne

ANALYSE GÉNÉRALE

M. L. GAY

Professeur de Chimie-Physique
à la Faculté des Sciences de Montpellier

THERMODYNAMIQUE ET CHIMIE

J. HADAMARD

Membre de l'Institut

ANALYSE MATHÉMATIQUE ET SES APPLICATIONS

Victor HENRI

Professeur à l'Université de Liège

PHYSIQUE MOLÉCULAIRE

A. F. JOFFÉ

Directeur de l'Institut Physico-Technique
de Leningrad

PHYSIQUE DES CORPS SOLIDES

A. JOUNIAUX

Professeur à l'Institut de Chimie de Lille

CHIMIE ANALYTIQUE (Chimie Physique, minérale et Industrielle)

N. K. KOLTZOFF

Directeur de l'Institut de Biologie
expérimentale de Moscou
Membre honoraire R. S. Edinburgh

LA GÉNÉTIQUE ET LES PROBLÈMES DE L'ÉVOLUTION

P. LANGEVIN

Membre de l'Institut
Professeur au Collège de France

L. — RELATIVITÉ

IL. — PHYSIQUE GÉNÉRALE

Louis LAPICQUE

Membre de l'Institut
Professeur à la Sorbonne

PHYSIOLOGIE GÉNÉRALE DU SYSTÈME NERVEUX

A. MAGNAN

Professeur au Collège de France

MORPHOLOGIE DYNAMIQUE

ET MÉCANIQUE DU MOUVEMENT

Ch. MARIE

Directeur de Laboratoire
à l'Ecole des Hautes-Études

ÉLECTROCHIMIE APPLIQUÉE

Ch. MAURAIN

Membre de l'Institut
Doyen de la Faculté des Sciences
Directeur de l'Institut de Physique du Globe

PHYSIQUE DU GLOBE

André MAYER

Professeur au Collège de France

PHYSIOLOGIE

Henri MINEUR

Astronome à l'Observatoire de Paris
Maître de Recherches

ASTRONOMIE STELLAIRE

Ch. MUSCLEANU

Professeur à la Faculté des Sciences
de Bucarest

PHYSIQUE GÉNÉRALE ET QUANTA

M. NICLOUX

Professeur à la Faculté de Médecine
de Strasbourg

CHIMIE ANALYTIQUE

(Chimie organique et biologique)

P. PASCAL

Correspondant de l'Institut
Professeur à la Sorbonne et à l'Ecole
Centrale des Arts et Manufactures

CHIMIE

GÉNÉRALE et MINÉRALE

Ch. PÉREZ

Professeur à la Sorbonne

BIOLOGIE ZOOLOGIQUE

CATALOGUE SPÉCIAL SUR DEMANDE

ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES ET INDUSTRIELLES

PUBLIÉES SOUS LA DIRECTION DE MM.

J. PERRIN

Membre de l'Institut

Prix Nobel de Physique

Professeur à la Faculté des Sciences
de Paris

ATOMISTIQUE

Marcel PRENANT

Professeur à la Sorbonne

L. — BIOLOGIE ÉCOLOGIQUE

IL — LEÇONS DE ZOOLOGIE

A. REY

Professeur à la Sorbonne

HISTOIRE DES SCIENCES

Y. ROCARD

Maitre de Recherches

IIIÉORIES MÉCANIQUES (Hydrodynamique-Acoustique)

R. SOUÈGES

Cher de Travaux
à la Faculté de Pharmacie

EMBRYOLOGIE ET MORPHOLOGIE VÉGÉTALES

TAKAGI

Professeur à l'Université Impériale de Tokyo

MATHÉMATIQUES GÉNÉRALES

TAMIYA-(HIROSHI)

Membre du Tokugawa Biologisches
Institut-Tokyo

BIOLOGIE (Physiologie cellulaire)

A. TCHITCHIBABINE

Membre de l'Académie des Sciences
de l'U. R. S. S.

CHIMIE ORGANIQUE (Série hétérocyclique)

Georges TEISSIER

Sous-directeur de la Station
Biologique de Roscoff

BIOMÉTRIE ET STATISTIQUE BILOGIQUE

G. URBAIN

Membre de l'Institut

Professeur à la Faculté des Sciences de Paris

IIIÉORIES CHIMIQUES

Pierre URBAIN

Maitre de Conférences à l'Institut
d'Hydrologie et de Climatologie de Paris

GÉOCHIMIE

Y. VERLAINE

Professeur à l'Université de Liège

PSYCHOLOGIE ANIMALE

P. WEISS

Membre de l'Institut
Directeur de l'Institut de Physique
de l'Université de Strasbourg

MAGNÉTISME

R. WURMSER

Directeur du Laboratoire de Biophysique
de l'Ecole des Hautes-Études

BIOPHYSIQUE

Actualités Scientifiques et Industrielles

Série 1937 (suite) :

466. LÉON BINET et GEORGES WELLER. Le glutathion.....	20 fr.
467. GEORGES MATISSE. La question de la finalité en Physique et en Biologie. I. — Principes généraux. Lois d'économie, d'extremum, de simplicité.....	10 fr.
468. GEORGES MATISSE. La question de la finalité en Physique et en Biologie. II. — Faits particuliers. Dispositifs et phénomènes présentés par les êtres vivants. Examen critique des théories.....	18 fr.
469. H. I. MYRESQUELLE. Signification générale de la différence sexuelle.....	18 fr.
470. M. COLLIN. L'innervation de la glande pituitaire (Anatomie et Physiologie).....	20 fr.
471. M. ARCAY. Les ultrasons et leurs applications.....	15 fr.
472. GEORGES BOURION. L'ultracorrérence des séries de Taylor.....	12 fr.
473. M. LACROUTE. Règles d'absorption dans les spectres stellaires.....	20 fr.
474. GASTON RICHARD. La conscience morale et l'expérience morale.....	15 fr.
475. GASTON RICHARD. La Loi morale, les Lois naturelles et les Lois sociales.....	15 fr.
476. L. ESCANDE. Barrages. I. — Calcul des barrages poids à profil triangulaire. Théorie et calculs.....	20 fr.
477. L. ESCANDE. Barrages. II. — Calcul des barrages poids à profil triangulaire. Pratique du calcul. Aliquots relatifs au cas ou $N=0.03$	20 fr.
478. L. ESCANDE. Barrages. III. — Profil optimum de barrage déversoir. Trace aerodynamique des piles.....	20 fr.

LISTE COMPLÈTE A LA FIN DU VOLUME